РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ СО РАН
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»
НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР
УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ

ТРУДЫ
XVII МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

26 – 30 июня 2023 года
МОСКВА

Под общей редакцией
проф. Ю.Н. Дубнищева
доц. Н.М. Скорняковой

Москва НИУ МЭИ 2023

УДК 535
ББК 22.34я43
О-62

под ред.: Ю. Н. Дубнищева, Н. М. Скорняковой
О-62 **Оптические методы исследования потоков: Труды XVII Международной научно-технической конференции, 26–30 июня 2023.** – М.: Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 2023. – 795 с. [Электронное издание]

ISBN 978-5-6051133-2-4

Сборник содержит доклады XVII Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков». На конференции представлены доклады по следующим направлениям: лазерная анемометрия, визуализация потоков, разработка оптико-электронных устройств, компьютерные методы обработки сигналов и изображений, лазерная и оптическая интерферометрия, применение оптических методов, акустооптика и оптоакустика, оптические методы в биомедицине и экологии, также включены доклады научной молодежной школы.

The proceedings contain papers of the XVII International Scientific and Technical Conference "Optical Methods of Flow Investigation". The conference papers presented in the following areas: laser anemometry, flow visualization, development of optical-electronic devices, computer methods of signal and image processing, laser and optical interferometry, application of optical methods, acousto-optic and optoacoustics, optical methods in biomedicine and ecology, also included papers of the Youth workshop.

УДК 535
ББК 22.34я43

ISBN 978-5-6051133-2-4

© Авторы статей, 2023

XVII Международная научно-техническая конференция

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ (ОМИП-2023)

Москва, 26 – 30 июня 2023 г.

ОРГКОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Сопредседатели конференции:

Д.М. Маркович – академик РАН, А.В. Клименко – академик РАН

Сопредседатели программного комитета:

д.т.н. Ю.Н. Дубнищев, д.т.н. Н.М. Скорнякова

Ученый секретарь: к.т.н. А.Ю. Поройков

Члены оргкомитета:

Вараксин А.Ю. (Москва)
Вишняков Г.Н. (Москва)
Гордиенко В.М. (Москва)
Евтихиева О.А. (Москва)
Жаркова Г.М. (Новосибирск)
Зверев П.Г. (Москва)
Ковш И.Б. (Москва)
Кулеш В.П. (Жуковский)
Кульчин Ю.Н. (Владивосток)
Левин Г.Г. (Москва)
Луцкий А.Е. (Москва)
Матвиенко Г.Г. (Томск)
Мачихин А.С. (Москва)
Машек И.Ч. (Санкт-Петербург)
Мошаров В.Е. (Жуковский)
Петров О.Ф. (Москва)
Приезжев А.В. (Москва)
Смирнов В.В. (Москва)
Смирнов В.И. (Москва)
Чашечкин Ю.Д. (Москва)
Чугуй Ю.В. (Новосибирск)
Ягодкин В.И. (Москва)

Члены организационного комитета:

Бондарев А.Е. (Москва)
Знаменская И.А. (Москва)
Иншаков С.И. (Жуковский)
Минеев Б.И. (Москва)
Булатов М.Ф. (Москва)
Пожар В.Э. (Москва)
Привалов В.Е. (Санкт-Петербург)
Шеманин В.Г. (Новороссийск)

Рабочий комитет:

Ш.Ш. Усманова
М.О. Шарикова
Е.В. Шматко

Содержание

Содержание 4

Секция 1 Лазерная анемометрия и интерферометрические методы 10

Назаров Н.А. Разработка высокоуровневой библиотеки для анализа PIV экспериментов с поддержкой GPU 11

Цой М.А., Шарифуллин Б.Р., Скрипкин С.Г., Наумов И.В. Развитие методов адаптивной трековой визуализации для биотехнологий 21

Добросельский К.Г. Исследование течения за цилиндром в турбулизированном поперечном потоке с использованием метода PIV 29

Польщикова О.В., Горевой А.В. Двойной акустооптический фильтр с изменяемой полосой пропускания для цифровой голографии 35

Мошева Е.А., Шмыров А.В., Мизев А.И. Использование интерферометрии для контроля перемешивания реагентов в микроканалах проточного типа 42

Зверев П.Г. Лазеры видимого спектрального диапазона на основе ионов редкоземельных элементов во фторидных кристаллах для оптической интерферометрии 50

Секция 2 Теневые и рефрактометрические методы 56

Чашечкин Ю.Д. Теневая и электролитическая визуализация течений жидкостей 57

Коротких И.И. Применение теневого фонового метода для определения температурного поля барьерного разряда 63

Цю Ливэнь, Пиотровская И.Н. Повышение точности идентификации вещества и увеличение информационной емкости автоматического рефрактометра 69

Иншаков С.И., Кудрявцева Е.Д. Анализ рефрактометрических методов применительно к исследованиям течений на газодинамических стендах 79

Ведяшкина А.В., Расковская И.Л., Павлов И.Н. Применение метода каустик лазерного излучения для диагностики краевого угла смачивания капли, испаряющейся с прозрачной подложки 91

Арбузов В.А., Арбузов Э.В., Дубнищев Ю.Н., Лукашов В.В., Золотухина О.С. Гильберт-томография газовых струй и пламён 100

Гатапова Е.Я., Пещенюк Ю.А., Семёнов А.А. Интерференционный и улучшенный шлирен-метод для исследования нагреваемых испаряющихся тонких пленок жидкости 109

Секция 3 Визуализация потоков 116

Мурсенкова И.В., Иванова А.А. Газоразрядная и теневая визуализация дифракции плоской ударной волны на препятствии 117

Чашников Е.А., Никулин В.В. Исследование сопротивления тороидальных пузырей теневым методом 123

Жаркова Г.М., Ковpижина В.Н., Миронов Д.С., Наумова Д.К., Пак А.Ю., Петров А.П. Панорамная визуализация течения в каверне при обтекании ее дозвуковым и сверхзвуковым потоком 129

Знаменская И.А., Карнозова Е.А., Муратов М.И., Луцкий А.Е. Термографическая визуализация в высокоскоростных газодинамических потоках 138

Знаменская И.А., Долбня Д.И., Копылов А.Я., Кули-заде Т.А. Исследования полосчатых структур в высокоскоростном пограничном слое газа оптическими методами 147

Сергеев Д.А., Кандауров А.А., Краев И.М. Определение распределений концентраций капель аэрозоля по размерам оптическими методами при лабораторном моделировании взаимодействия атмосферы и гидросферы 155

Сергеев Д.А., Троицкая Ю.И., Черданцев А.В. Исследование характеристик явлений фрагментации брызг по типу "парашют" в природных и технических системах 163

Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Новиков Л.А., Павлов С.И. Визуализация неоднородных плазменных потоков по вращению пылевой структуры 169

Секция 4 Оптико-электронное приборостроение 173

Печинская О.В., Прозоровская А.А., Макашов М.А., Горчаковский С.Н. Исследование влияния атмосферной турбулентности на энергетические характеристики телескопа информационного 174

Бадеев В.А., Мурашкина Т.И., Шачнева Е.А. Волоконно-оптический рефрактометрический способ мониторинга жидкостных сред 184

Батшев В.И., Крюков А.В., Мачихин А.С. Компактная мультиспектральная камера с одновременной регистрацией спектральных изображений на одном приемнике излучения 191

Коняшов В.В., Сергеев А.С., Федоров А.В., Степанова К.А., Колганов О.А. Исследование применимости метода оптической триангуляции для оценки геометрических параметров и чистоты поверхности изделий сложной формы 196

Губин М.С., Малый В.В., Федоров А.В., Кинжагулов И.Ю., Сергеев Д.С. Разработка основных конструктивных элементов устройства позиционирования преобразователей автоматизированной установки комплексного неразрушающего контроля 202

Комлев А.И., Матвеева И.А. Разработка мультиспектральной подсветки для цифрового дерматоскопа 208

Кузиванов Д.О., Федоров А.В., Кинжагулов И.Ю., Степанова К.А. Формирование акустико-эмиссионных образов наплавленного слоя в процессе прямого лазерного выращивания изделий 213

Шашурин В.Д., Ветрова Н.А., Куимов Е.В., Мешков С.А., Макеев М.О. Самосогласованный квантоворазмерный канал арсенид-галлиевых резонансно-туннельных диодов 219

Близнюк В.В., Паршин В.А., Семенова О.И., Тарасов А.Е. Метрологическое обеспечение лазерных измерительных систем, используемых для исследования потоков 224

Вытовтов К.А., Барабанова Е.А., Иванов М.Г., Вытовтов Г.К. Оптический коммутатор с децентрализованным управлением для фотонных систем связи 229

Элиович Я.А., Мачихин А.С., Писаревский Ю.В., Аккуратов В.И., Благов А.Е., Ковальчук М.В., Проценко А.И. Адаптивная рентгеновская оптика – современный инструмент исследования перспективных кристаллических материалов 236

Петров Н.И., Петрова Г.Н. Дифракция света микролинзовым массивом: влияние пространственной когерентности и поляризации излучения 243

Секция 5 Компьютерные методы обработки сигналов и изображений 254

Кравцова А.Ю., Скрипкин С.Г., Цой М.А., Кашкарова М.В. Влияние периодической шероховатости крылового профиля серии NACA 0012 на картину кавитационного течения в щелевом канале 255

Петров Н.И. Определение концентрации и размеров частиц с помощью элементов компьютерной оптики 261

Парамонов А.А., Кузьмин В.И. Программный комплекс обработки сигналов, представленных нелинейными колебаниями с трендом 265

Хошев А.Е., Колганов О.А., Егоров Р.А., Федоров А.В., Кинжагулов И.Ю. Компьютерное моделирование контактно-ударного взаимодействия при динамическом индентировании 274

Аксёнов А.М., Мурашкина Т.И., Дудоров Е.А., Бадеев В.А. Математическое моделирование волоконно-оптического микропреобразователя угла поворота 280

Мачихин А.С., Русаков Д.Ю. Математическое моделирование процесса активного теплового контроля сотовых конструкций 287

Зотова А.Н., Кандауров А.А., Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А. Численное моделирование динамики всплывающих пузырьков в приповерхностном слое и верификация на основе сопоставления с результатами оптических измерений 292

Томникова К.Е., Матвеева И.А. Классификация in vivo рамановских спектров кожи методами машинного обучения 297

Малый В.В., Костюхин А.С., Губин М.С., Федоров А.В., Кинжагулов И.Ю. Разработка алгоритма движения измерительного модуля автоматизированной установки неразрушающего контроля 305

Поройков А.Ю., Гоголев К.С., Юрочкин Г.А., Печинская О.В., Лапицкий К.М. Моделирование декалибровки параметров стереосистемы с помощью синтезированных стереопар изображений методом трассировки лучей 310

Мошева Е.А., Шмыров А.В., Мизев А.И. Использование программного пакета ImageJ для оценки эффективности разделения водомасляных эмульсий в неоднородном электрическом поле 318

Секция 7 Применение оптических методов 326

Зинин П.В., Мантрова Ю.В., Гришаев П.А., Булатов К.М., Кутуза И.Б. Анализ ошибок дистанционного измерения температуры и спектрального коэффициента излучения 327

Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В. Использование электронно-пучковой диагностики для исследования разреженных кластированных потоков 337

Мантрова Ю.В., Зинин П.В., Гришаев П.А., Булатов К.М. Применение полиномиальной модели для измерения коэффициента теплового излучения 348

Арумов Г.П., Бухарин А.В. Метод определения эквивалентной концентрации частиц в рассеивающем слое для лидара упругого рассеяния 355

Жук К.В., Смирнов С.В. Спектры фото- и термолюминесценции сапфира после лазерной обработки 364

Кирьякова А.Ю., Шерстов И.В., Бойко А.А., Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю. Иследование течеискателей метана на основе абсорбционной и оптико-акустической спектроскопии с применением диодных матриц и квантово-каскадных лазеров 368

Булатов К.М., Зинин П.В., Кутуза И.Б. Применение метода спектрального отношения для быстрого измерения распределения температур мультиспектральной камерой 379

Ванюшин М.В., Носов П.А., Зинин П.В., Бурлаков А.Б., Борде А.С. Моделирование и наблюдение колебаний биологических микрообъектов на примере эмбрионов рыбки данио 387

Секция 8 Акустооптика и оптоакустика 395

Пожар В.Э., Морозов А.И., Мачихин А.С., Козлов А.Б. Оптический пинцет с акустооптическим управлением 396

Шипко В.В., Пожар В.Э. Алгоритм коррекции геометрических искажений спектральных изображений, регистрируемых акустооптическим гиперспектрометром в условиях угловых отклонений 401

Хохлов Д.Д., Быков А.А., Марченков А.Ю., Шарикова М.О., Писаревский Ю.В., Элиович Я.А., Аккуратов В.И. Исследование процесса распространения линейно поляризованного света вдоль кристаллографических осей образца TeO_2 410
Шарикова М.О., Баландин И.А., Батшев В.И., Козлов А.Б. Пространственно-спектральная калибровка акустооптического видеоспектрометра 415
Алифанова И.Е., Федоров А.В., Быченок В.А., Беркутов И.В. Контроль остаточных напряжений в специальных трубах при их изготовлении 420
Пожар В.Э., Батшев В.И., Кананыхин О.А. Исследование качества передачи стереоскопического изображения при акустооптической дифракции в кристалле парателлурита 427
Давыдова Е.А., Титов С.А. О возможности приема ультразвуковых поперечных горизонтально поляризованных волн в иммерсионной схеме измерений 432
Беляков Н.И., Ермак С.В., Крячко А.Ф., Ревунов Г.М., Шакин О.В. Предельные свойства дифракционных открытых резонаторов 437
Никитин П.А. Оценка влияния зазора между секциями излучателя ультразвука на характеристики акустооптического дефлектора терагерцевого излучения 445
Баландин И.А., Шарикова М.О., Батшев В.И., Варнавская Д.В., Козлов А.Б. Видеоспектрометр ближнего инфракрасного диапазона на основе двойной акустооптической фильтрации 451
Павлухин Е.А., Кинжагулов И.Ю., Костюхин А.С. Исследование параметров спектра головной ультразвуковой волны при её распространении в керамическом слое углеродного композиционного материала 456
Беляева А.С., Романова Г.Э., Шарикова М.О. Воспроизведение цвета с использованием акустооптического фильтра 462
Белый В.Н, Курилкина С.Н., Хило Н.А., Ропот П.И. Формирование бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума для диагностики и нелинейной фотолитографии полупроводниковых материалов 468
Поляков М.П., Батшев В.И., Мачихин А.С., Пожар В.Э. Акустооптический видеоспектрометр видимого диапазона спектра 472
Пожар В.Э., Дьяконов Е.А. Особенности широкоапертурной геометрии акустооптической спектральной фильтрации света 477
Купрейчик М.И., Балакший В.И., Пожар В.Э. Квазиколлинеарная акустооптическая дифракция в двуосном кристалле TL_3PSE_4 482

Секция 9 Научная визуализация 487

Чашечкин Ю.Д. Наблюдения течений импакта свободно падающей капли 488
Смирнов В.И. Квантовые пределы точности измерений поляризационных характеристик лазерного излучения (параметрический подход) 500
Сапронов М.В. Моделирование индикатрис рассеяния света на полидисперсной системе сферических частиц 507
Бондарев А.Е., Кувшинников А.Е. Задачи сравнительной оценки численных методов на референтных решениях 517
Благова Т.В., Хасанов И.Ш. Исследование спекл-модулированных оптических полей в субтерагерцовом диапазоне 529
Ширшин А.В., Федоров А.В. Оценка радиомических характеристик, полученных методом рентгеновской компьютерной томографии для полимерных образцов с регулируемыми структурно-морфологическими параметрами 535

Усманова Ш.Ш., Скорнякова Н.М., Сапронов М.В., Неткачев В.В. Тестирование работоспособности метода мультицветной АИЧ на ламинарном потоке 545

Быков А.А., Корнеева А.А., Андреев А.В., Белых А.Ю., Кукушкин В.А., Ляшенко А.И., Кутуза И.Б. Исследование тонких пленок BC_x, полученных методом лазерного напыления 552

Секция 10 Оптические методы в биомедицине и экологии 556

Золотухина А.А., Гурылева А.В., Мачихин А.С., Гресис В.О. Методика получения пространственного распределения концентрации хлорофилла с помощью изображающих спектрометров в задачах экомониторинга 557

Кульчин Ю.Н., Субботин Е.П., Кожанов С.О., Холин А.С., Субботина Н.И. Эффект изменения состояния поляризации лазерного излучения, проходящего через листья растений 562

Воейков В.Л., Буравлева Е.В. Долговременная продукция активных форм кислорода в бикарбонатных водных растворах: возможная роль в энергетике водных систем 573

Батшев В.И., Букова В.И., Крюков А.В., Марченко М.О., Мачихин А.С. Перспективы создания отечественного компактного устройства для видеокапилляроскопии 585

Лебедева М.С., Цыбров Е.Г., Никитин С.Ю. Измерение ширины распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии 595

Титов А.С., Храмцова Е.А., Петронюк Ю.С. Исследование возможностей ультразвуковых методов высокого разрешения для визуализации и оценки атеросклеротического субстрата 601

Мачихин А.С., Чакраборти А., Зыкова Л.А., Титов С.А., Гурылева А.В., Букова В.И., Бурлаков А.Б. Мультимодальный стенд для визуализации и измерения параметров сердечно-сосудистой и мышечной систем danio rerio 610

Гречкин Б.В., Матвеева И.А. Классификация гиперспектральных изображений новообразований кожи с помощью сверточных нейронных сетей 617

Дерюгина В.А., Матвеева И.А. Классификация дерматоскопических изображений с помощью сверточной нейронной сети 624

Куликова Е.Д., Гурылева А.В., Толданов А.В., Свистушкин В.М. Анализ раневой поверхности тонзиллярных ниш на основе колориметрической обработки изображений 632

Габриелян Г.А., Гурылева А.В., Куликова Е.Д., Волков М.В., Орлова Е.В., Смирнова Л.М., Секачева М.И. Неинвазивный метод высококонтрастной визуализации капиллярной сети опухолей кожи на основе видеокапилляроскопии 638

Нестеров Г.В., Золотухина А.А., Гурылева А.В., Фомин Д.С., Фомин Дм.С., Полякова С.С. Разработка методики выявления примесей в семенном материале зерновых культур с помощью нейронных сетей по данным гиперспектральной съемки 644

Шуплецов В.В., Горюнов И.А., Адаменков Н.А., Журило И.П., Потапова Е.В., Дрёмин В.В. Применение метода гиперспектральной визуализации для определения микроциркуляторных нарушений биологических тканей 650

Юдовский С.О., Гурылева А.В., Золотухина А.А., Мачихин А.С., Решетов Л.В. Изучение оптических свойств тестикулярной ткани для совершенствования микрохирургической системы визуализации при micro-TESE и ЭКО 657

Секция 11 Научная молодежная школа 663

Ильин Д.В., Скорнякова Н.М. Определение температурной зависимости интенсивности рассеянного на молекулах аргона излучения 664

Винецкий Ю.Р., Кривоклякин Г.Д. Измерение фотоотклика высокочувствительной гибридной ИК-матрицы в количестве электронов: способ, реализация, апробация 670
Дудоров Е.А., Аксенов А.М., Бадеев В.А., Мурашкина Т.И. Определение времени функционирования волоконно-оптического датчика при повышенной температуре среды 679
Титов А.Г., Винецкий Ю.Р., Юрочкин Г.А. Ракурсные зависимости тепловых сигнатур летательного аппарата: натурная съемка, методика обработки данных и научная визуализация 686
Тянь Янян, Поройков А.Ю., Шашкова И.А., Кузнецов И.А., Захаров А.В. Моделирование стереоизображений траекторий микрочастиц в лабораторном исследовании динамики лунной пыли 691
Сапронов М.В., Скорнякова Н.М., Усманова Ш.Ш., Полев А.А. Исследование наночастиц в растворах оптически прозрачных жидкостей методом статического рассеяния света ... 699
Егорченков Н.А., Павлов И.Н., Расковская И.Л., Янина Г.М. Исследование влияния рассеяния на работоспособность метода лазерной рефрактографии 710
Родин И.Р., Павлов И.Н. Разработка биосенсоров на основе поверхностного плазмонного резонанса 718
Близнюк В.В., Семенова О.И., Смирнов А.И., Хлынцев Н.А. О возможности использования серийно изготовленных лазерных диодов в оптических измерительных системах 727
Близнюк В.В., Тарасов А.Е., Геодакян М.О., Соловьев О.А. Перспективы использования светоизлучающих диодов при диагностике потоков частиц 732
Печинская О.В., Яновский И.В. Измерение рабочего отрезка камеры с помощью лазерного триангуляционного датчика 737
Бережной П.А., Шибалов М.В., Неклюдова П.А., Ануфриев Ю.В., Тархов М.А. Разработка и исследование двухполосного брэгговского зеркала 745
Еремин Д.В., Печинская О.В. Измерение температуры углеводородного пламени методом спектральной пирометрии 753
Чан Куок Тхинь, Дмитриев А.С., Макаров П.Г. Экспериментальное исследование оптических свойств и стабильности наножидкостей на основе оксидных и углеродных наноматериалов 760
Софуев Д.В., Усманова Ш.Ш., Кучменко А.В., Скорнякова Н.М. Разработка алгоритма обработки изображений лазерного интерференционного метода 770
Дегоян С.С., Софуев Д.В., Скорнякова Н.М. Применение метода анемометрии по изображению частиц к исследованию обтекания шероховатых поверхностей 779
Шматко Е.В., Еремин Д.В., Печинская О.В., Поройков А.Ю., Лапицкая И.А. Разработка специализированной видеокамеры для физического моделирования декалибровки внутренних параметров стереосистемы 787

Авторский указатель 793

Секция 1

Лазерная анемометрия и интерферометрические методы

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.5

Назаров Н.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Лаврентьева, 1, E-mail: nazarov.nik.an@gmail.com

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОУРОВНЕВОЙ БИБЛИОТЕКИ ДЛЯ АНАЛИЗА PIV ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПОДДЕРЖКОЙ GPU

АННОТАЦИЯ

В работе продемонстрированы возможности применения высокоуровневых библиотек для анализа данных с поддержкой GPU вычислений на языке Python. Создана библиотека Torch PIV для анализа 2d PIV экспериментов на базе фреймворка для глубокого обучения PyTorch, обладающего поддержкой CUDA. В библиотеке реализован итеративный кросскорреляционный БПФ алгоритм PIV со смещением окна поиска, валидацией по соотношению сигнал к шуму и интерполяцией ложных векторов скорости. Выбранная реализация не требует от пользователя сборки, обладает компактной кодовой базовой, способна выполняться как на CPU, так и на GPU в зависимости от выбора пользователя, а также обладает гибкостью Python модуля. В ходе работы проведено количественное сравнение производительности разработанного метода с Open Source аналогами. Продемонстрировано, что основные функции разработанного модуля способны выполняться на GPU со скоростью C CUDA реализаций. Разработанная библиотека протестирована как на синтетических изображениях, так и на экспериментальных данных.

ВЕЛОСИМЕТРИЯ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ, ГРАФИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ, КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ АНАЛИЗ

ВВЕДЕНИЕ

Метод PIV (Particle Imaging Velocimetry или лазерная анемометрия по изображениям частиц) позволяет бесконтактным способом измерять поля скоростей в некотором заданном сечении потока. Он заключается в определении скорости течения среды по вычислению перемещения групп специальных трассеров на последовательных изображениях при помощи корреляционного анализа. Исследование и разработка метода PIV началась более 30 лет назад, и с тех пор развивалось рекордными темпами. Одна из первых GPU реализаций кросскорреляционного БПФ метода PIV была представлена еще в 2004 году Thomas Schiwietz, R¨udiger Westermann [1]. Однако, в последнее десятилетие производительность метода PIV также существенно улучшалась за счет использования массового параллелизма, ставшего доступным благодаря развитию и упрощению использования графических процессоров в общих расчетных целях.

Использование графических процессоров для подсчета кросскорреляционной функции в последние годы набирает очень большую популярность [2-4]. В работе M.Wernet [2] рассматриваются реализации алгоритма подсчета перекрестной корреляции для различных

моделей GPU и демонстрируется возможность сравнения скорости вычислений при использовании различных моделей видеокарт. Недавняя работа Dallas C. [3] произвела большое влияние на Open Source сообщество и продемонстрировала Python PIV код адаптированный для одновременного использования нескольких GPU. В работе прошлого года Aguilar-Cabello J. [4] создан программный код, позволяющий проводить анализ 2d PIV экспериментов на всех существующих архитектурах GPU, за счет использования библиотеки Open Computing Language (OpenCL). В последние годы активные работы также ведутся и в направлении применения GPU для томографического PIV [5, 6].

В работе продемонстрированы возможности применения высокоуровневых библиотек для анализа данных с поддержкой GPU вычислений на языке Python. Создана библиотека Torch PIV для анализа 2d PIV экспериментов на базе фреймворка для глубокого обучения PyTorch, обладающего поддержкой CUDA. В библиотеке реализован итеративный кросскорреляционный БПФ алгоритм PIV со смещением окна поиска, валидацией по соотношению сигнал к шуму и интерполяцией ложных векторов скорости. Разработанная библиотека протестирована на синтетических изображениях, а также на экспериментальных данных, доступных из открытых баз PIV экспериментов. Выбранная реализация выглядит более удобной, поскольку не требует от пользователя сборки, а базовая библиотека этого метода является одной из наиболее надежных и широко распространённых в области машинного обучения.

РЕАЛИЗОВАННЫЙ АЛГОРИТМ

Основным подходом при создании эффективного инструмента для анализа данных на языке Python является максимальное использование предварительно скомпилированных библиотек, созданных на более быстрых языках программирования, таких как C или Fortran. Данные библиотеки позволяют выполнять операции над массивами с достаточно высокой скоростью. PyTorch является одной из таких библиотек. Первоначально PyTorch был разработан как фреймворк для создания и обучения нейронных сетей, написанный на языке программирования C с поддержкой CUDA, однако удобный интерфейс и высокая интеграция в Python позволяют использовать его для задач широкого спектра. PyTorch также выглядит перспективной платформой для реализации метода PIV, поскольку разработанные программы не требуют изменений в зависимости от устройства, на котором они выполняются (CPU или GPU). Базовыми структурами данных для этой библиотеки являются многомерные массивы примитивных типов, которые можно инициализировать как на хосте, так и на графическом процессоре. При этом большинство операций над массивами оптимизированы с применение принципа SIMD (Single Instruction, Multiple Data). Операции выполняемые над GPU массивами реализованы с использованием библиотек cuBLAS и cuFFT, что является ключевым фактором для решения задачи PIV.

Оптимальная производительность обработки данных на GPU достигается в первую очередь при минимальной передаче данных между GPU и хостом [7]. Для решения этой задачи все шаги алгоритма PIV выполняются исключительно в рамках доступных функций библиотеки PyTorch, поэтому данные остаются в памяти GPU. Кроме того, при копировании изображений в память GPU сохраняется исходный тип данных изображения - Uint8 или Uint16, что позволяет экономить время передачи данных.

Этап разбиения с перекрытием изображений выполнен за счет изменения шага, которым определяется начало следующей строки массива. Таким образом двумерный массив размера [M, N] превращается в трехмерный массив размера [C, W, H], где C – количество окон поиска, W, H – форма окна поиска. Операция копирования быстрее выполняется на меньших типах данных UInt8, однако разница в сравнении с массивами Float32 незначительна. Для этой ступени алгоритма используются библиотечный метод:

- torch.as_strided(…)

Далее следует нормализация и расчет перекрёстной корреляции методом БПФ. Прямое, как и обратное БПФ, выполняется по последним двум измерениям массивов, при этом используются специальные оптимизированные функции для действительных чисел и двумерных преобразований. Функция перекрестной корреляции вычисляется по формуле

$$\varphi[m,\, n] = \text{shift}\left\{ \text{iFFT}\left[\overline{\text{FFT}(x)} * \text{FFT}(y)\right]\right\}, \quad (1)$$

где FFT и iFFT – прямое и обратное преобразование БПФ соответственно, $\bar{}$ – операция комплексного сопряжения, * – поэлементное перемножение двумерных массивов, shift – операция смещения нулевой компоненты частоты в центр спектра. Для CUDA массивов данные функции вызываются из предварительно скомпилированной библиотеки cuFFT, обернутой в интерфейс PyTorch. Вызов функции БПФ может быть осуществлен на данных целого типа UInt8, при этом массивы автоматически конвертируются в тип Float32, результат будет записан в новый массив типа ComplexFloat32. При конвертации типов создается новый массив и происходит копирование. Затем полученные Фурье образы поэлементно перемножаются, и от полученного результата берется обратное преобразование Фурье. Размер полученного массива корреляций также составляет [*C*, *W*, *H*]. Для реализации этого шага используются библиотечные функции:

- torch.fft.rfft2(…)
- torch.fft.irfft2(…)

Затем находятся индексы максимумов корреляций для каждого окна перекрытия. Для этого шага также используется готовая библиотечная функция torch.argmax(…). Индекс максимума находится по последнему измерению корреляции и представляет собой массив индексов размера [*C*, 1], так что каждому окну перекрытия соответствует индекс первого найденного максимума корреляционной функции.

Далее следует этап подпиксельной аппроксимации положения максимума корреляционной функции. В разработанной библиотеке применяется метод четырехточечной интерполяции Гаусса [8], который выражается формулами (2), (3).

$$S_x = \frac{\log(\varphi_{x-1,y}) - \log(\varphi_{x+1,y})}{2(\log(\varphi_{x-1,y}) + \log(\varphi_{x+1,y})) - 4\log(\varphi_{x,y})}, \quad (2)$$

$$S_y = \frac{\log(\varphi_{x,y-1}) - \log(\varphi_{x,y+1})}{2(\log(\varphi_{x,y-1}) + \log(\varphi_{x,y+1})) - 4\log(\varphi_{x,y})}. \quad (3)$$

По полученному массиву индексов максимума можно извлечь соответствующие элементы корреляции при помощи библиотечной функции torch.gather(). Индексы окрестности максимума получаются из начального массива индексов путем прибавления к нему соответствующего сдвига. Далее к ним применяется та же процедура, создаются массивы значений корреляции в окрестности максимума, и операции (3) и (4) записываются через функции массивов, таким образом гарантируется их эффективное исполнение на GPU за счет модуля линейной алгебры cuBLAS.

Далее следует процесс валидации полученных корреляционных пиков методом соотношения сигнал к шуму. Для этого необходимо найти второй максимум корреляционной функции, который не принадлежит окрестности первого максимума. Другими словами, необходимо присвоить нулевое значение всем элементам корреляционного массива, находящимся в определенной пользователем квадратной окрестности первого максимума, затем повторить процедуру поиска. Критерий валидации записывается в следующем виде:

$$\frac{I_1}{I_2} > \alpha, \quad (4)$$

где I_1, I_2 – первый и второй максимумы корреляционной функции, α – некоторый заданный коэффициент. Для зануления окрестности максимума создается массив индексов этой окрестности при помощи добавления соответствующего смещения индексам максимума корреляционной функции. Затем применяется библиотечный метод torch.scatter(…), который присваивает нулевые значения элементам корреляционного массива по соответствующему индексу. При этом не происходит создания копии корреляций, процедура выполняется in place. Далее, как на предыдущем шаге, происходит поиск максимумов новой корреляции и определяется искомое соотношение в виде массива битового типа. Полученный массив будет использован как маска при фильтрации векторов смещения.

При наличии итераций, вычисленные векторы смещений используются при повторном разбиении изображений на окна поиска. Для создания нового разбиения изображения используется массив индексов начального изображения. На массиве индексов применяется операция разбиения на окна поиска, аналогичная разбиению изображения на первой итерации алгоритма. Затем к индексам окон поиска прибавляется смещение, полученное на предыдущей итерации. По массиву смещенных индексов происходит реконструкция массива смещенных окон поиска, и описанный выше алгоритм повторяется снова.

В библиотеке реализованы два метода смещения окна поиска. Метод дискретного смещения окна поиска (DWS) и метод непрерывного сдвига окна поиска (CWS). При непрерывном смещении окна поиска в качестве метода интерполяции используется билинейная интерполяция изображений. Размер окна поиска при итерациях определяется пользователем. При этом пользователь также может увеличить плотность векторов начального поля скорости. Для увеличения плотности начальных векторов используется интерполяция двумерным кубическим сплайном. Время выполнения последующих итераций оказывается значительно больше, в связи с затратами на реконструкцию нового массива окон поиска.

Завершающей ступенью является копирование векторов смещений в память хоста, и их умножение на заданный временной фактор. На стороне хоста происходит интерполяция отсеянных векторов методом билинейной интерполяции. Для выполнения интерполяции используется модуль SciPy, позволяющий повысить производительность обработки массивов на CPU. Интерполяция ложных векторов скорости вызывает больших затрат времени, поскольку двумерные массивы скоростей в сотни раз меньше, чем массивы изображений и корреляций. Полученные скорости могут храниться в оперативной памяти хоста в виде массива матриц для более быстрого расчета статистических характеристик потока, поскольку нет необходимости загружать матрицы скорости с диска. Хранение даже большого количества матриц скорости в оперативной памяти доступно большинству современных компьютеров, поскольку эти матрицы имеют небольшие по сравнению с изображениями размеры порядка [200, 200] ячеек. Скорости, полученные в результате эксперимента с 5000 пар изображений, занимают приблизительно 3 ГБ оперативной памяти при использовании чисел с плавающей запятой двойной точности.

ВАЛИДАЦИЯ РАЗРАБОТАННОГО МЕТОДА

Тестирование на искусственных изображениях

Для проверки алгоритма было проведено сопоставление теоретического заданного поля скорости, усредненного в соответствии с размером окна поиска, и результатом работы разработанного модуля Torch PIV на искусственных изображениях. Изображения генерируются собственным кодом, который создает 8-битные изображения с равномерным случайным распределением частиц, аналогично методу из работы [9]. Частицы задаются в виде Гауссовых пятен, распределение интенсивности частицы выглядит следующим образом

$$I[x,y] = I_0 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{d^2/8}\right] \quad (5)$$

где d – диаметр каждой отдельной частицы с интенсивностью $\boldsymbol{I_0}$. Интенсивность и диаметр частиц также являются случайными величинами, взятыми из нормального распределения с средним значением и стандартным отклонением (2, 0,5) и (200, 80) соответственно. Между последовательными кадрами рассматривается эволюция координат частиц, в соответствии с теоретической скоростью каждой частицы. Затем происходило проектирование частиц на матрицу изображения в виде Гауссовых пятен.

Тестовым случаем послужило определение амплитудно-частотной характеристики метода, впервые предложенное Scarano и Riethmuller [10]. Для данной проверки искусственные изображения были сгенерированы согласно синусоидальному полю смещения

$$\boldsymbol{u} = A \sin\left(2\pi \frac{x}{\lambda}\right) \boldsymbol{e}_y, \tag{6}$$

где x – координата по горизонтали, λ – длина волны, A – амплитуда смещения, смещение происходило только по вертикали. Амплитуда была фиксированной и составляла 2 пикселя, длина волны изменялась в пределах (32, 1024). Сгенерированные изображения имели размер (512, 1024) пикселя. Плотность частиц составляла 0,05 частиц/пиксель

Метод Torch PIV был применен при окне поиска 64 пикселя, перекрытием окон 50%, двумя итерациями алгоритма с непрерывным смещением окна поиска, валидацией векторов при параметре (4) равном 1,2 и последующей интерполяцией ложных векторов. На второй итерации происходило четырехкратное увеличение начальных векторов и уменьшение она поиска до 32 пкс. Разработанный метод позволил получить поле скорости довольно близкое к реальному значению. Пример мгновенного профиля скорости, сопоставленный с реальным значением, приведен на рис. 1

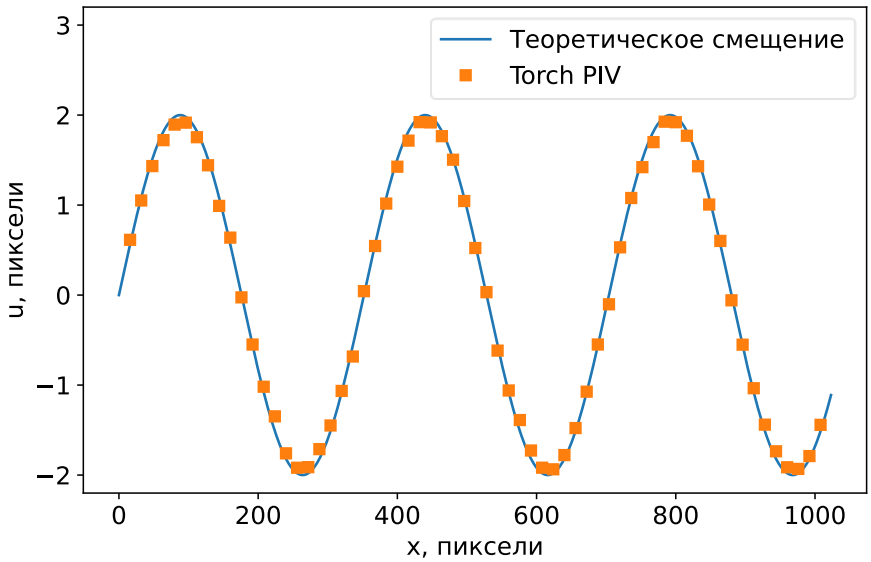


Рис. 1. Сравнение мгновенного профиля скорости, полученного методом Torch PIV, и соответствующего реального профиля скорости

Поскольку поле скорости рассчитывается с помощью корреляционного оператора, частотная характеристика полученных скоростей должна соответствовать его амплитудно-частотной характеристике. Хотя частотная характеристика корреляционного оператора существует в комплексной области, она может быть аппроксимирована простым скользящим средним в области действительных чисел [10]. На рис. 2 показано среднее отношение амплитуды скорости, полученной методом Torch PIV к реальному значению амплитуды, построенное в зависимости от размера окна поиска, нормированного на пространственную длину волны. Частотная характеристика результатов обработки близко повторяет кардинальную синусоидальную функцию, показанную на рис. 2 сплошной линией.

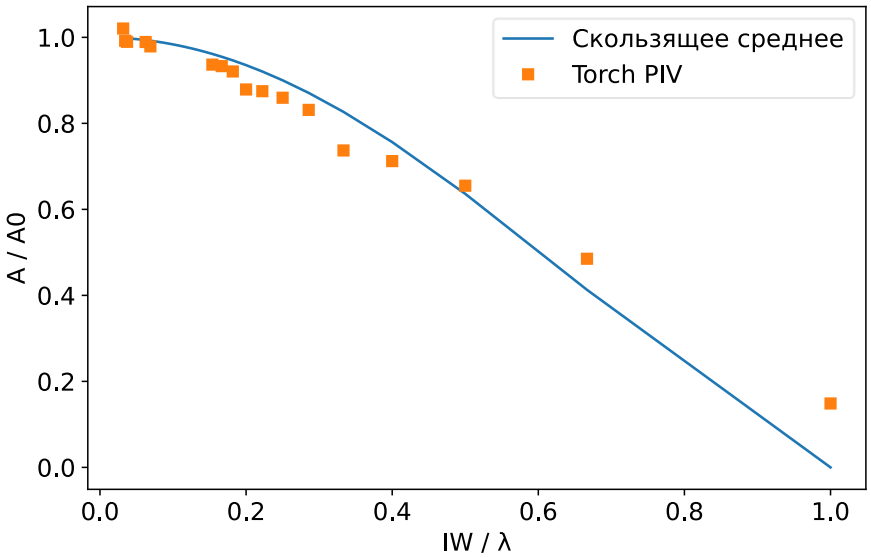


Рис. 2. Сравнение амплитудно-частотных характеристик метода Torch PIV и скользящего среднего

Тестирование на экспериментальных данных

Для проверки алгоритма на экспериментальных данных была выбрана открытая база данных, разработанная D. Neal [11] в 2015 году. Эксперимент состоял из PIV измерений турбулентной струи. В измеряемой области находилось ядро потока и зона смешения. Набор данных из 498 пар изображений струи бы1л обработан с помощью разработанной библиотеки. Для обработки было выбрано окно поиска размером 32 пикселя, две итерации алгоритма с непрерывным смещением окна поиска, валидацией векторов при параметре (4) равном 1,2 и последующей интерполяцией ложных векторов. Поскольку область струи занимала малую часть изображения перекрытие окон поиска было выбрано 75%. На рис. 3 приведено сопоставление профиля средней осевой скорости потока с ее реальным значением.

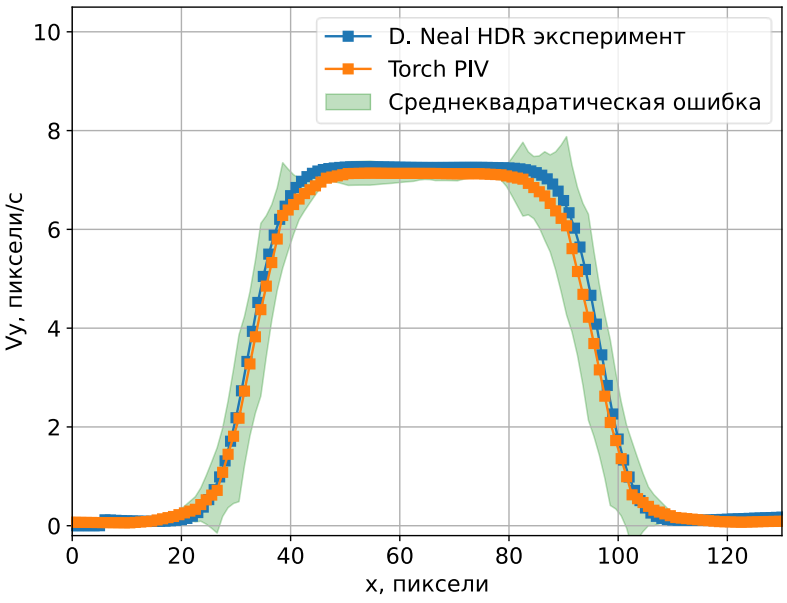


Рис. 3. Сравнение профиля средней скорости, полученных методом Torch PIV, и соответствующих реальных профилей скорости датасета HDR [11]

Разрешение векторных полей скорости потока, указанных в базе экспериментов как истинные значения скорости, отличалось от возможного разрешения PIV. Для их сопоставления и подсчета ошибки была использована билинейная интерполяция. Полученные в результате обработки средние скорости довольно хорошо совпадают с реальными

значениями в ядре потока. В ядре потока значение средней ошибки составляет приблизительно 0,15 пикселя или 2,1%, при этом в зоне смешения струи средняя ошибка может достигать 2 пикселей или 28,6%. Большое значение ошибки в данном эксперименте можно объяснить малым размером измерительной области, которая составляла всего 100 пикселей на полную ширину струи.

ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ РАЗРАБОТАННОГО МЕТОДА

Производительность предложенной реализации метода PIV была протестирована на рабочем компьютере, который был схож с теми, что используются при обработке PIV данных. Поскольку созданная библиотека является device agnostic, имеет смысл измерение производительности как CPU, так и GPU версий. Для CPU версии разработанной библиотеки расчеты проводились на Intel Core i5 2,9 ГГц процессоре. GPU версия была протестирована на двух моделях устройств от NVIDIA, GeForce GTX 1660 Ti и GeForce GTX 1050 Ti, которые являются довольно распространенными и доступными для простых пользователей ПК.

На рис. 4 представлено сравнение производительности CPU варианта разработанной библиотеки и CPU Python версии библиотеки OpenPIV [12], базовой расчетной библиотекой для которого является Numpy. Параметрами сравнения 2d анализа являлись пара изображений размером 1024×1024 пикселей, размер окна расчётной области (IW) 32 пикселя, перекрытие 50% (3969 пар окон перекрытия), 4-точечная гауссова подпиксельная аппроксимация и подсчет соотношения сигнал/шум, одна итерация. Сравнение проводилось на одном ядре процессора. Разработанный модуль обгоняет OpenPIV по производительности. Данная разница в производительности объясняется более высоким уровнем векторизации написанных функций, в коде OpenPIV присутствуют написанные на Python циклы, что замедляет расчеты. Также Torch PIV использует тип данных Float32 и ComplexFloat32 при подсчете корреляционной функции, в отличии от чисел с плавающей запятой удвоенной точности OpenPIV.

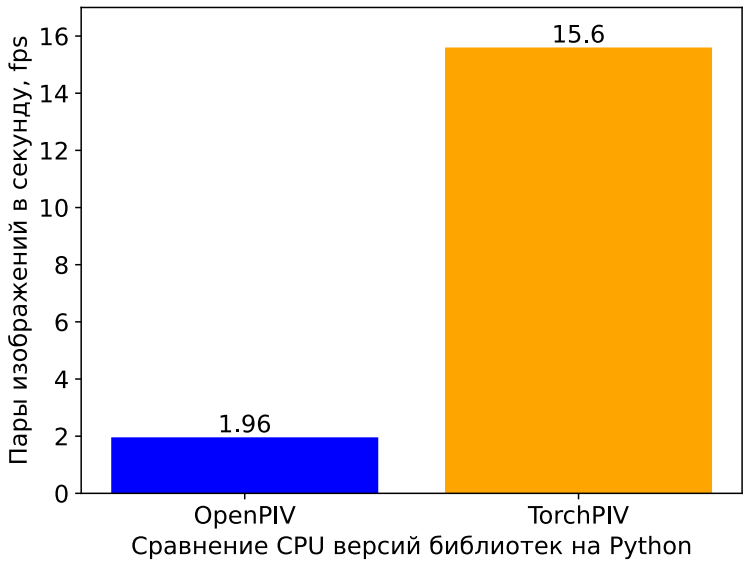


Рис. 4. Сравнение времени выполнения между Python CPU версиями библиотек OpenPIV и Torch PIV. Данные усреднены за 1000 запусков

Производительность GPU метода была сопоставлена с результатами из работы M.Wernet [2], в которой показана скорость вычисления корреляционной функции при помощи программы написанной на языке CUDA с использованием библиотек cuBLAS и cuFFT при использовании различных моделей видеокарт. В этой работе было показано, что скорость вычисления корреляционной функции зависит главным образом от скорости видеопамяти устройства. В таблице сопоставлены данные производительности, полученные в работе [2], и

производительность разработанного метода. Время вычислений приведено в расчете на одну пару окон поиска.

Табл. 1. Время подсчета перекрестной корреляции методом БПФ для различных nVidia ГПУ

M.Wernet cuBLAS, cuFFT							Torch PIV	
	GTX-980 ti	GTX-1080	Quadro M6000	GTX-1080 ti	RTX-2080 ti	Titan-RTX	GTX-1050 ti	GTX-1660 ti
Пропускная способность памяти, ГБ/с	336,5	320	317	484	616	672	112,1	288
Число ядер	2816	2660	3072	3584	4352	4608	768	1536
Время обработки, мкс / окно поиска	2,45	2,57	2,34	1,72	1,23	1,16	7,52	2,35

По полученным данным можно заключить, что производительность разработанного выскоуровневого алгоритма на языке Python совпадает с производительностью намного менее гибкого решения на языке C. Данные из табл. 1 визуализированы на рис. 5, на котором представлено как скорость вычислений разработанного метода ложится на линию тренда из работы [2].

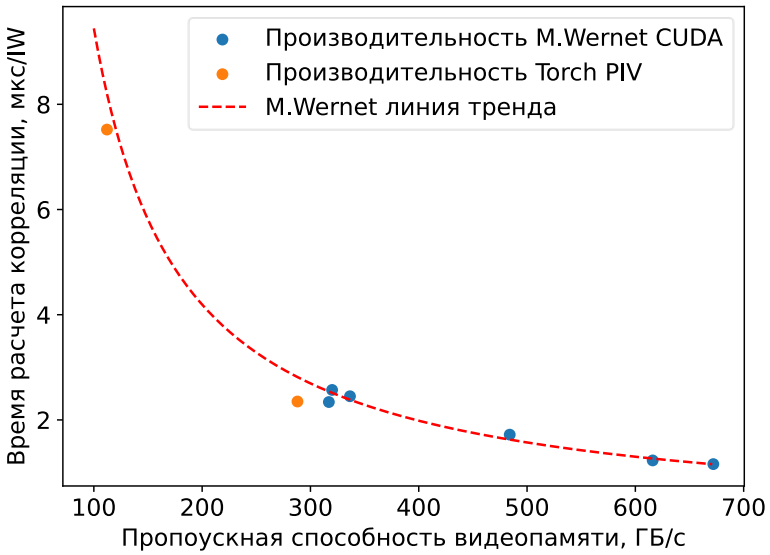


Рис. 5. Сопоставление времени расчета корреляционной функции M.Wernet и Torch PIV в зависимости от пропускной способности видеопамятие устройства GPU

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана разработанная библиотека Torch PIV для анализа 2d PIV экспериментов на базе фреймворка для глубокого обучения PyTorch, обладающего поддержкой CUDA. В библиотеке реализован итеративный кросскорреляционный БПФ алгоритм PIV со смещением окна поиска. Разработанная библиотека протестирована на синтетических изображениях. Отмечено хорошее соответствие полученных распределений скорости с тестовыми значениями. Проведен анализ быстродействия алгоритма, который показал, что разработанная библиотека способна выполняться на графическом процессоре со скоростью C CUDA реализаций. Также подтверждается вывод работы [2] о том, что скорость

вычисления корреляционной функции и, следовательно, всего алгоритма зависит главным образом от пропускной способностью видеопамяти. Программный код разработанной библиотеки доступен в репозитории https://github.com/NikNazarov/TorchPIV.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Мегагрант (Соглашение No 075-15-2021-575).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Schiwietz T., Westermann R.** GPU-PIV. 2004. 151-158 p.
2. **Wernet M.P.** Real-time background oriented schlieren with self-illuminated speckle background // Meas. Sci. Technol. IOP Publishing, 2020. Vol. 31. № 1. P. 17001.
3. **Dallas C.** et al. Graphical Processing Unit-Accelerated Open-Source Particle Image Velocimetry Software for High Performance Computing Systems // J. Fluids Eng. 2019. Vol. 141. № 11.
4. **Aguilar-Cabello J., Parras L., del Pino C.** DPIVSoft-OpenCL: A multicore CPU–GPU accelerated open-source code for 2D Particle Image Velocimetry // SoftwareX. 2022. Vol. 20. P. 101256.
5. **Zeng X., He C., Liu Y.** GPU-accelerated MART and concurrent cross-correlation for tomographic PIV // Exp. Fluids. 2022. Vol. 63. № 5. P. 91.
6. **Yousif M.Z.** et al. A deep-learning approach for reconstructing 3D turbulent flows from 2D observation data // Sci. Rep. 2023. Vol. 13. № 1. P. 2529.
7. **Fujii Y.** et al. Data Transfer Matters for GPU Computing // 2013 International Conference on Parallel and Distributed Systems. 2013. P. 275-282.
8. **Nobach H., Honkanen M.** Two-dimensional Gaussian regression for sub-pixel displacement estimation in particle image velocimetry or particle position estimation in particle tracking velocimetry // Exp. Fluids. 2005. Vol. 38. № 4. P. 511-515.
9. **Lecordier B., Westerweel J.** The EUROPIV Synthetic Image Generator (S.I.G.) BT - Particle Image Velocimetry: Recent Improvements / ed. Stanislas M., Westerweel J., Kompenhans J. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004. P. 145-161.
10. **Scarano F., Riethmuller M.L.** Advances in iterative multigrid PIV image processing // Exp. Fluids. 2000. Vol. 29. № 1. P. S051-S060.
11. **Neal D.** et al. Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: The experimental database // Meas. Sci. Technol. 2015. Vol. 26.
12. **Taylor Z.J.** et al. Long-Duration Time-Resolved PIV to Study Unsteady Aerodynamics // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2010. Vol. 59. № 12. P. 3262-3269.

Nazarov N.A.

Kutateladze Institute of Thermophysics, Russia, 630090,
Novosibirsk, Lavrentiev Ave., 1, E-mail: nazarov.nik.an@gmail.com

DEVELOPMENT OF A HIGH-LEVEL LIBRARY FOR GPU-SUPPORTED ANALYSIS OF PIV EXPERIMENTS

ABSTRACT

The possibilities of using high-level libraries for GPU-accelerated experimental data analysis in Python were studied. The Torch PIV library for the analysis of 2d PIV experiments based on the PyTorch deep learning framework with CUDA support was developed. The library implements a multi-pass cross-correlation FFT PIV algorithm with interrogation window shifting, signal-to-noise ratio validation, and interpolation of false vectors. The chosen implementation does not require compilation from a user, has a compact code base, can run on both CPU and GPU depending on the user's choice, and has the flexibility of the Python module. In the course of the work, a quantitative comparison of the performance of the developed method with its Open Source counterparts is performed. It is shown that the basic functions of the developed module can be executed on GPU with the speed of CUDA implementations. The developed library has been tested both on synthetic images and on experimental data.

PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, GPU PROCESSING, DIGITAL IMAGE CORRELATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.5

Цой М.А., Шарифуллин Б.Р., Скрипкин С.Г., Наумов И.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, г. Новосибирск, ул. Лаврентьева, 1, E-mail: miketsoy@gmail.com

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ АДАПТИВНОЙ ТРЕКОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ДЛЯ БИОТЕХНОЛОГИЙ

АННОТАЦИЯ

Для проведения экспериментальных исследований вихревых структур методами бесконтактной диагностики разработан и создан программно-аппаратный комплекс адаптивной трековой визуализации. В данном комплексе используются разработанные авторами алгоритмы формирования и регистрации светового изображения со скользящим средним и автоматическим вычетом фоновой засветки потока.

Принцип работы системы основан на регистрации отраженного от биообъектов или трассерных частиц лазерного излучения и последующей цифровой обработки, получаемых в режиме реального времени изображений. Для увеличения соотношения сигнал/шум из каждого изображения вычитается предварительно вычисленное фоновое изображение, а затем производится осреднение кадров скользящим средним окном, что позволяет получать длинные контрастные треки от частиц, которые наглядным образом визуализируют структуру и направление движения потока. Основным преимуществом системы является плавная и непрерывная во времени визуализация треков частиц, в отличии от покадровой визуализации с большим временем экспозиции.

Одним из основных элементов комплекса является собственное программное обеспечение, которое обеспечивает настройку параметров системы, управление режимами работы биореактора по заданному алгоритму, осуществляет сбор данных с датчиков и демонстрирует визуализацию потока в режиме реального времени.

С использованием разработанного программно-аппаратного комплекса была проведена адаптация и апробация бесконтактной трековой диагностики вихревого течения на модельном биореакторе, позволяющая анализировать течение одно- и двухкомпонентных несмешиваемых жидкостей в режиме реального времени. Отработка метода трековой диагностики течения проводилась для различных характерных режимов замкнутого вихревого и циркуляционного движения культуральной среды и/или модельной жидкости.

Система адаптивной трековой визуализации, может функционировать независимо в качестве системы визуализации и исследования вихревых потоков, а также применятся в составе мультиплатформенных учебно-исследовательских экспериментальных станций на базе биореакторных инженерных систем для формирования рабочих режимов биореактора и визуализации структуры течения в нем.

ТРЕКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА, ДИАГНОСТИКА ПОТОКА, КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ, ВИХРЕВЫЕ ПОТОКИ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время разностороннее применение закрученных центробежных потоков и вихревых технологий опережает процесс их детального исследования. Актуальность разработки методов исследования тепломассопереноса в сильно закрученных вихревых течениях диктуется сложностью изучаемого объекта, в большинстве случаев с ярко выраженными нестационарными технологическими режимами. Увеличение точности при диагностике нестационарных вихревых течений необходимо как для описания режимов работы и совершенствования вихревых технологий, так и для разработки и совершенствования современных методов их расчета. При исследовании вихревых потоков используют бесконтактные методы исследования, так как структура течений чувствительна к внешним возмущениям. Основными оптическими методами диагностики потока являются визуализация [1, 2], лазерная доплеровская анемометрия (LDA) [3, 4] и цифровая трассерная визуализация (PIV) [5]. Например, в работе [6] при помощи высокоскоростной камеры впервые удалось экспериментально визуализировать процесс вихревого перезамыкания на винтовом вихре, который формируется в закрученном течении в коническом диффузоре. В работах [7, 8] при помощи метода визуализации и PIV проиллюстрировано развитие ячеистой структуры замкнутого вихревого потока двух несмешиваемых жидкостей в модели вихревого биореактора и показано, что на границе раздела происходит скачок радиальной и азимутальной компонент скорости. В работе [9] экспериментально исследовались неустойчивости замкнутого вихревого потока в многоугольных контейнерах путем сочетания высокого пространственного разрешения PIV и временной точности LDA.

Целью работы является разработка и создание программно-аппаратного комплекса для проведения трековой визуализации закрученных потоков. В работе используется методика трековой визуализации со скользящим средним и автоматическим вычетом фоновой засветки потока, разработанная авторами статьи [10, 11]. В отличии от более сложных и дорогостоящих оптических методов таких как LDA и PIV, служащих для измерения скоростей, реализованная в программно-аппаратном комплексе методика визуализации позволяет получить качественную информацию о структуре исследуемого течения в доступной форме – в виде трековых изображений. Отличительной особенностью методики является возможность работы в реальном времени, а также ее доступность для использования благодаря отсутствию необходимости в дорогостоящем оборудовании. Для ее реализации требуются только источник лазерного излучения с формирователем лазерного ножа и цифровая камера

ОПИСАНИЕ ПРОГРАММНО-АППАРАТНОГО КОМПЛЕКСА

Для исследования ограниченных закрученных течений в вихревых устройствах создан программно-аппаратный комплекс для проведения адаптивной трековой визуализации, включающий в себя систему контроля числа Рейнольдса закрученного потока и систему трековой визуализации. Аппаратная часть включает в себя: блок питания, драйвер шагового двигателя (ШД), CMOS камера, датчик температуры, источник лазерного излучения.

В замкнутых течениях вследствие вязкого трения происходит нагрев среды, сопряженный с изменением вязкости. В системе контроля числа Рейнольдса, управляющей скоростью вращения закручивающего устройства, реализована обратная отрицательная связь по температуре. Для измерения температуры рабочей жидкости применен цифровой датчик температуры TSic 716 с пределом измерения от -10 °C до +60 °C и погрешностью измерения ±0,07 °C. Используя показания датчика температуры, заданное значение числа Рейнольдса и коэффициенты полинома, описывающего зависимость вязкости от температуры, рассчитываются значение кинематической вязкости рабочей жидкости и требуемая частота вращения диска. Данная частота передается на драйвер ШД.

Система трековой визуализации реализует разработанную и апробированную авторами методику адаптивной трековой визуализации в режиме реального времени. Исследуемая

оптически прозрачная среда должна содержать трассирующие частицы, которые подсвечиваются постоянным световым ножом, плоскость которого формирует диагностируемую область. Для повышения соотношения сигнал/шум применяются цифровая фильтрация на основе осреднения скользящим окном и удаление статического фона, что позволяет наблюдать слабоконтрастные перемещения светорассеивающих частиц в широком динамическом диапазоне даже при наличии значительной по интенсивности фоновой засветки. Использована CMOS камера MC023MG-SY Ximea (разрешение – 2,3 Мпкс 1936×1216, частота съемки – 165 к/с, матрица – Sony IMX174 LLJ-C).

Алгоритм построения визуализации:

1. Построение фона – среднего изображения A_m, усредняя N_m изображений.
2. В режиме реального времени последние N изображений с камеры хранятся в буфере.
3. Изображения в буфере суммируются, с вычитанием среднего изображения

$$A_v = \frac{\sum_{i=1}^{N_b}(A_i - A_m)}{N}.$$

4. При передаче с камеры нового изображения шаги 2-3 повторяются.

На длину треков в получаемой визуализации оказывают влияние выдержка кадра и величина буфера N.

Одним из основных элементов комплекса является собственное программное обеспечение, которое обеспечивает настройку параметров системы, управление режимами работы биореактора по заданному алгоритму, осуществляет сбор данных с датчиков и демонстрирует визуализацию потока в режиме реального времени.

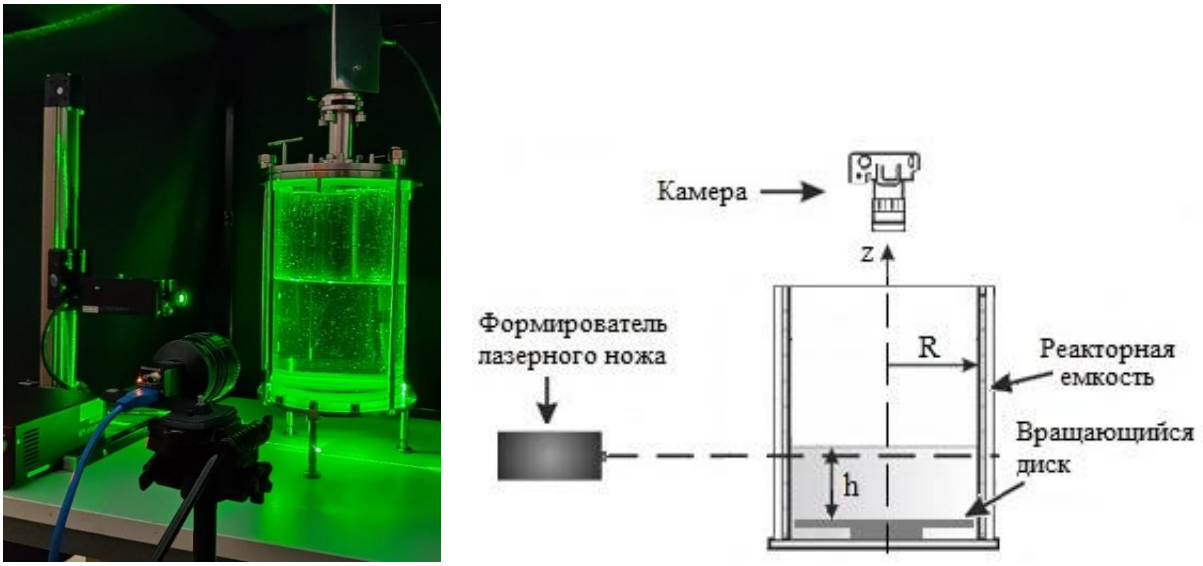


Рис. 1. Применение программно-аппаратного комплекса при исследовании вихревого потока в биореакторе

Для проведения эксперимента необходимо развернуть в диагностируемой области течения лазерный нож, формирующий световую плоскость в исследуемом сечении. Оптическая ось камеры направляется перпендикулярно к лазерному ножу. Среда должна быть засеяна светорассеивающими частицами – трассерами. Для проведения визуализации необходимо подобрать открытие диафрагмы объектива, время выдержки кадра и мощность лазерного излучения, сбалансировав при этом уровень шума в получаемом изображении и количество получаемых кадров в единицу времени.

На рис. 1 представлено применение программно-аппаратного комплекса при исследовании вихревого потока рабочей жидкости в газо-вихревом биореакторе. Источник лазерного излучения с формирователем лазерного ножа установлен на моторизованную направляющую. Формирователь лазерного ножа позволяет задавать различные углы наклона

плоскости лазерного ножа относительно горизонта, позволяя проводить исследования как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. CMOS камера установлена на штативе перпендикулярно плоскости лазерного ножа. В иллюстрациях ниже показаны примеры применения системы визуализации в реакторе с параметрами R =150 мм и высотой слоя модельной жидкости h = 150 мм.

АПРОБАЦИЯ

Первичная информация о структуре течения может быть получена с использованием трековых методов визуализации: регистрации изображений трассерных частиц, подсвеченных в плоскости лазерного ножа, на камеру в режиме реального времени. С использованием разработанного программно-аппаратного комплекса была проведена адаптация и апробация методики бесконтактной трековой диагностики на закрученном потоке в модельном биореакторе. Для исследования было выбрано горизонтальное сечение, содержащее радиально сходящееся закрученное течение. Трассирующие частицы, следуя за движением жидкости отражают свет, при этом визуализируя мгновенную структуру течения.

Очевидно, что чем больше длинна получаемых треков, тем больше информации о структуре течения содержит в себе изображение. Длину получаемых треков возможно увеличить путем увеличения времени экспозиции. При съемке на камеру время выдержки оказывает следующее влияние: при малой его величине длина регистрируемых треков мала, что не предоставляет информации о структуре течения, пример изображен на рис. 2а. При увеличении значении времени выдержки длина треков увеличивается, но при этом также падает их контрастность, растет интенсивность фонового изображения, пример на рис. 2б, а также уменьшается максимально возможная частота кадров, которая будет ограничена сверху величиной обратно пропорциональной времени выдержки.

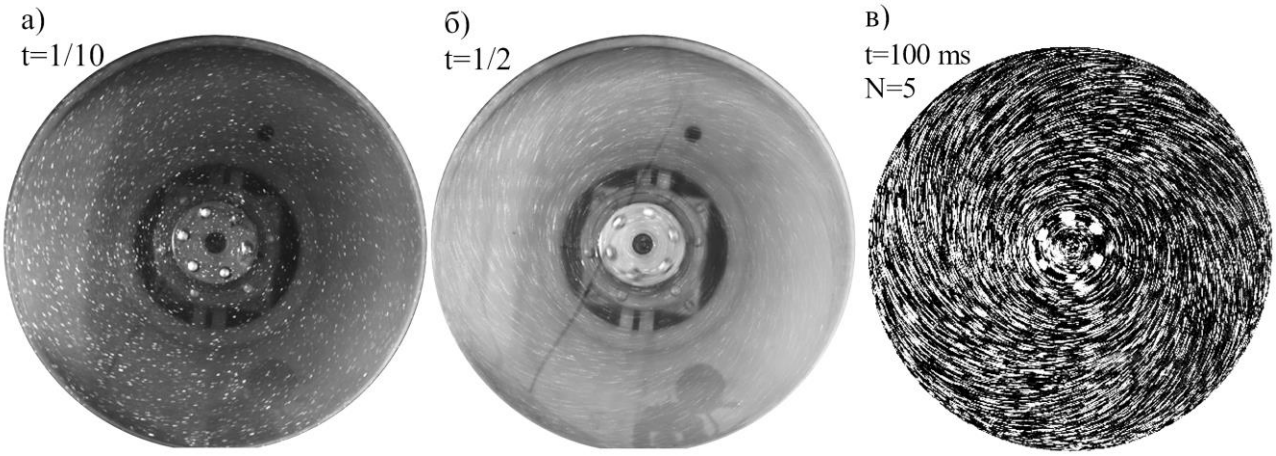


Рис. 2. Примеры визуализации при различных параметрах

Применение разработанной методики, например, с параметрами N = 5, t = 1/10, что суммарно соответствует выдержке 1/2 с, позволяет получить одновременно высоко контрастные и длинные треки, делая картину течения более ясной, пример на рис. 2в. При этом частота кадров в первом случае 2 к/с, а в случае применения методики 10 к/с, за счет использования скользящего окна осреднения, что является несомненным преимуществом.

Длина трека может быть увеличена за счёт увеличения размера буфера окна осреднения или увеличения времени экспозиции. Итоговая длина трека будет определена произведением $t * N$. С одной стороны увеличени времени экспозиции позволяет получить более яркое изображение трассеров после вычета среднего, с другой стороны это вводит ограничение на частоту воспроизвдения. Уменьшение времени экспозиции ограничено мощностью лазерного источника излучения.

Основной задачей при адатаптации методики является подбор оптимальной пары значений праметров, позволящих обеспечить высококонтрастную трековую картину с оптимальной для анализа потока длиной треков и частотой воспроизведения. На рис. 3 приведены примеры получаемых изображени при различных комбинациях параметров t и N. При параметрах t = 50 N = 5, суммарное время захвата ихображения составляет 250 мс. С увеличением времени выдержки t с 50 до 200 мс соответственно увеличивается длина треков. Такого же их увеличения возможно достичь путем увеличения параметра N до 20, картины качественно схожи, но во втором случае частота кадров в 4 раза больше. Таким образом предпочтительнее меньшее значение t при большем значении N. Однако дальнейшее увеличение длины треков в данном случае приводит к их наложению друг на друга и качественно не оказывает влияния на получаемое изображение.

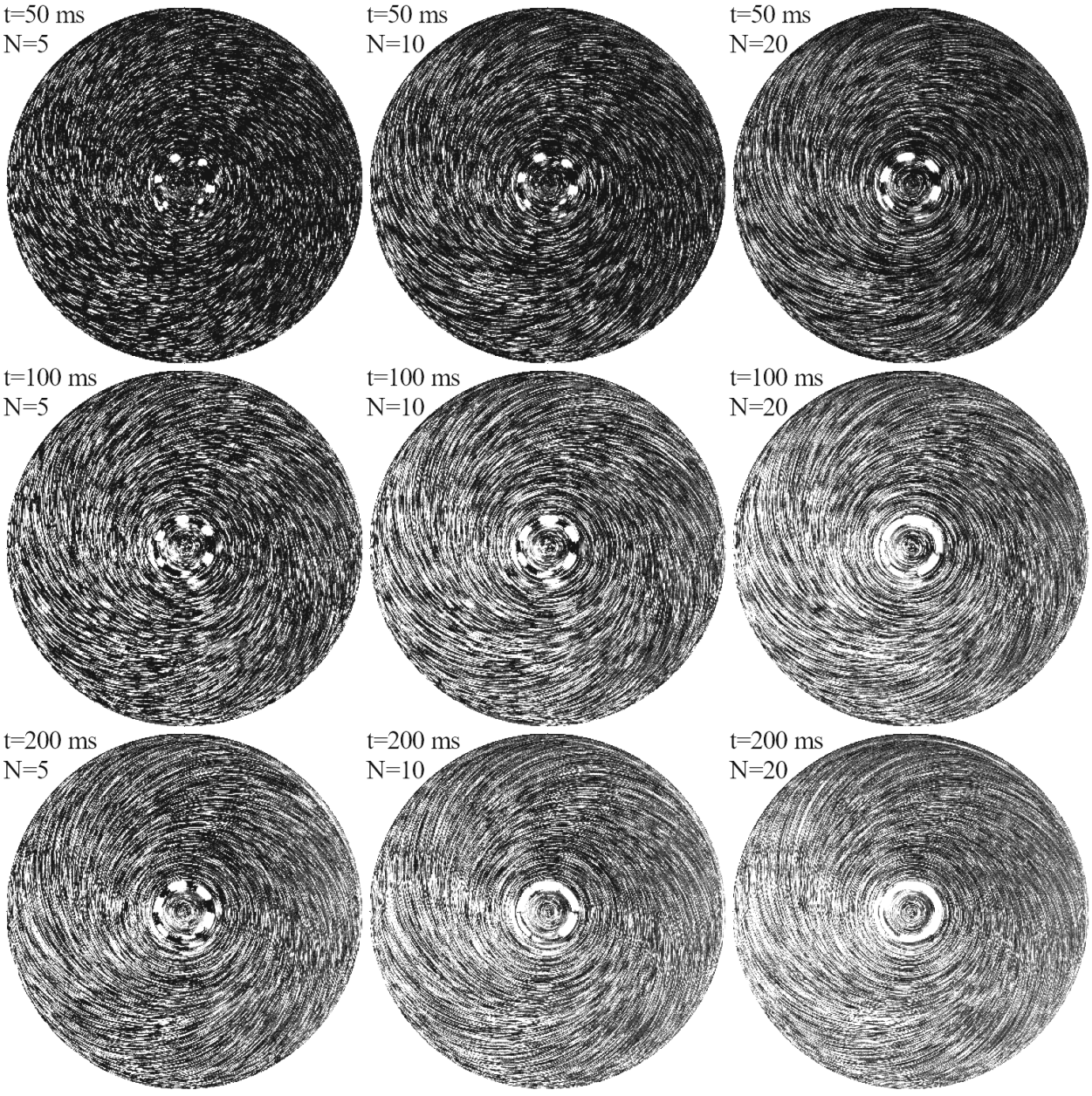


Рис. 3. Визуалиция стационарного течения, Re = 650

Весомым ограничением прдставленной методики визуализации, особенно применительно к нестационарным течениям, является ее узкий динамический диапазон, не позволяющий разрешить различные временные масштабы. При наличии в потоке сруктур

различного временного и пространственного масштаба более медленные трассирующие частицы оставят слишком короткие треки, недостаточные для визуализации структуры течения. В случае более быстрых трассеров треки будут размазываться или накладываться друг на друга, как это проиллюстрировано на рис. 4в. Таким образом данная методика визуализации ограниченно применима для течения с большим динамическим диапазоном скоростей потока. На рис. 4 приведен пример применения методики визуализации к нестационарному потоку с вращающимся эллиптическим вихрём. При значениях параметров $t = 30$ мс и $N = 3$ структура течения отчетливо визуализируется, а при их увеличении до $t = 100$ мс и $N = 10$ треки, соответствующие различным положениям вихря, начинают накладывать друг на друга, пример на рис. 4б, в.

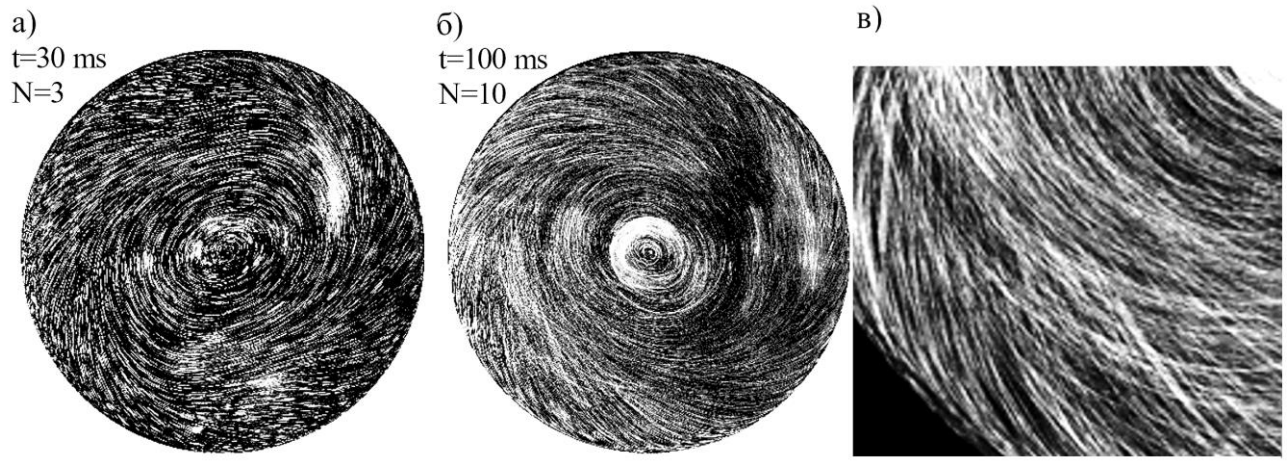


Рис. 4. Визуализация нестационарного течения с вращающейся эллиптической вихревой структурой, *Re* = 1300

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения экспериментальных исследований вихревых структур разного типа методами бесконтактной диагностики был разработан и создан программно-аппаратного комплекс. В данном комплексе используется разработанная авторами адаптивная трековая визуализация со скользящим средним и автоматическим вычетом фоновой засветки потока. Выполнена автоматизация проведения экспериментов за счет введения системы контроля числа Рейнольдса закрученного потока. В системе контроля числа Рейнольдса, управляющей скоростью вращения закручивающего устройства, реализована обратная отрицательная связь по температуре рабочей жидкости.

С использованием разработанного программно-аппаратного комплекса была проведена адаптация и апробация бесконтактной трековой диагностики вихревого течения, позволяющая анализировать течение одно- и двухкомпонентных несмешиваемых жидкостей в режиме реального времени. Отработка усовершенствованного метода трековой диагностики течения проводилась для различных характерных режимов замкнутого вихревого и циркуляционного течения. Продемонстрированы влияние параметров методики на результирующую картину, а также преимущества и недостатки методики.

Программно-аппаратный комплекс может быть использован для проведения исследований ограниченных и проточных течений в различных областях: медицина, микробиологическая, фармацевтическая промышленность, авиастроительная сфера, энергетика, химическая и нефтегазодобывающая промышленность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2009. 450 с.
2. **Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я.** Оптические методы исследования потоков. Новосибирск: Сиб. университет. изд-во, 2003. 418 с.
3. **Albrecht H.-E., Borys M., Damasche N., Tropea C.** Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Berlin: Springer, 2003. 738 p.
4. **Durst F., Melling A., Whitelaw J.H.** Principles and practice of laser-doppler anemometry. Academic Press, 1976. 410 p.
5. **Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J.** Particle Imaging Velocimetry. Berlin: Springer-Verlag, 2001. 269 p.
6. **Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Шторк С.И., Скрипкин С.Г, Цой М.А.** Явление вихревого перезамыкания в закрученном потоке // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 7. С. 516-521.
7. **Naumov I.V., Herrada M.A., Sharifullin B.R., Shtern V.N.** Slip at the interface of a two-fluid swirling flow // Physics of Fluids. 2018. V. 30. P. 074101.
8. **Naumov I.V., Sharifullin B.R., Kravtsova A.Yu., Shtern V.N.** Velocity jumps and the Moffatt eddy in two-fluid swirling flows // Experimental Thermal and Fluid Science. 2020. V. 116. P. 110116.
9. **Naumov I.V., Tsoy M.A., Sharifullin B.R.** Experimentally investigating the instability onset in closed polygonal containers // Exp. Fluids. 2019. V. 60. No. 178.
10. **Naumov I.V., Sharifullin B.R., Tsoy M.A., Shtern V.N.** Dual vortex breakdown in a two-fluid confined flow // Physics of Fluids. 2020. V. 32. № 6. P. 061706.
11. **Skripkin S.G., Tsoy M.A., Naumov I.V.** Tracer visualization of vortex breakdown patterns in confined and unconfined flows // Journal of Physics: Conference Series. 2020. V. 1675. № 1. P. 012019.

Tsoy M.A., Sharifullin B.R., Skripkin S.G., Naumov I.V.

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Russia, 630090, Novosibirsk,
E-mail: rz9ou@mail.ru

DEVELOPMENT OF TRACK VISUALIZATION METHODS FOR BIOTECHNOLOGIES

ABSTRACT

To conduct experimental studies of vortex structures using non-contact diagnostics methods, a software and hardware complex for adaptive track visualization was developed and created. This complex uses the algorithms developed by the authors for the formation and registration of a light image with a moving average and automatic subtraction of the background illumination of the stream.

The principle of operation of the system is based on the registration of laser radiation reflected from biological objects or tracer particles and subsequent digital processing of the images obtained in real time. To increase the signal-to-noise ratio, a pre-calculated background image is subtracted from each image, and then the frames are averaged by a moving average window, which makes it possible to obtain long contrast tracks from particles that clearly visualize the structure and direction of the flow. The main advantage of the system is the smooth and time-continuous rendering of particle tracks, in contrast to frame-by-frame imaging with long exposure times.

One of the main elements of the complex is its own software, which provides for setting the system parameters, controlling the bioreactor operating modes according to a given algorithm, collecting data from sensors and demonstrating the flow visualization in real time.

Using the developed hardware and software system, adaptation and testing of non-contact track diagnostics of vortex flow on a model bioreactor was carried out, which makes it possible to analyze the flow of one- and two-component immiscible liquids in real time. The development of the method of track diagnostics of the flow was carried out for various characteristic modes of closed vortex and circulation motion of the culture medium and/or model liquid.

The adaptive track visualization system can function independently as a system for visualizing and studying vortex flows, and can also be used as part of multiplatform educational and research experimental stations based on bioreactor engineering systems to form the operating modes of a bioreactor and visualize the flow structure in it.

TRACK VISUALIZATION, AUTOMATION OF EXPERIMENT, DIAGNOSTICS OF FLOW, COMPLEX STUDY OF FLOWS, VORTEX FLOWS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26 — 30 июня 2023 г.

УДК 532.542.4, 532.574.7, 532.582.31

Добросельский К.Г.

Институт теплофизики им. С.С.Кутателадзе СО РАН, Россия,
630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, 1, E-mail: dobroselsky@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦИЛИНДРОМ В ТУРБУЛИЗИРОВАННОМ ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА PIV

АННОТАЦИЯ

Разнообразные формы цилиндров применяются во многих теплообменных устройствах, строительных сооружениях, энергетическом (котельном) оборудовании, судостроении и авиационной технике. Поэтому несомненна практическая и научная актуальность получения надежной экспериментальной информации о закономерностях течения при обтекании цилиндрических тел турбулентным потоком. В настоящей работе экспериментально исследовано течение вблизи круглого цилиндра в высоко турбулизированном водном потоке при докритических числах Рейнольдса. В условиях ограниченности размеров рабочего участка гидродинамического стенда и небольшого избыточного давления над атмосферным получена продольная турбулентность в ядре потока порядка 17%. Используя метод PIV, были определены средние характеристики ближнего следа за цилиндром, обтекаемым слабо и сильно турбулизированным потоком. Показано, что высокая степень турбулентности в потоке приводит к значительному уменьшению геометрических и кинематических параметров вихревой зоны за цилиндром.

КРУГЛЫЙ ЦИЛИНДР, ТУРБУЛИЗАТОР, ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, БЛИЖНИЙ СЛЕД

ВВЕДЕНИЕ

Поперечно-обтекаемые цилиндрические поверхности широко распространены в современных технических устройствах различного назначения. Несмотря на большое количество работ, исследование особенностей поперечного обтекания круговых цилиндров и их взаимодействие с турбулентной жидкостью представляет большой интерес.

Большинство экспериментальных работ связано с аэродинамическими трубами, где для увеличения интенсивности турбулентности набегающего потока применялись различные сетки и решетки [1]. В [2] приведены данные по гидродинамике и теплообмену поперечно-обтекаемого турбулизированным воздушным потоком цилиндра при докризисных режимах чисел Рейнольдса 2×10^3-8×10^4. Показано, что характер обтекания цилиндра зависит, в первую очередь от числа Рейнольдса, коэффициента загромождения и степени турбулентности внешнего потока. В [3] экспериментально исследовался процесс вихреобразования за поперечно обтекаемыми телами в турбулентном потоке с числом Рейнольдса $6{,}2\cdot10^3$-$1{,}27\cdot10^5$. В [4] сделан краткий обзор и численно исследовано влияние интенсивности турбулентности от 1% до 40% на гидродинамические характеристики и теплопередачу круглого цилиндра, обтекаемого потоком вязкой жидкости с числом Рейнольдса 4×10^4. Из результатов

вычислительных экспериментов получено, что турбулизация набегающего на круговой цилиндр потока жидкости является одним из действенных факторов, влияющих на характер и структуру течения, действующие на него гидродинамические силы и теплообмен между цилиндром и потоком.

Экспериментальные работы с высоко турбулизированным потоком воды встречаются крайне редко, что связано, вероятно, с возможностью появления кавитации при больших скоростях и/или небольших статических давлений, и ограниченности рабочих участков. В [5] приводятся исследования с обтеканием цилиндра при высоких числах Рейнольдса и уровнем турбулентности до 10%. Турбулизация потока производилась сетками с квадратными ячейками. Было показано, что повышение уровня турбулентности потока приводит к турбулизации пограничного слоя уже при числах Рейнольдса порядка 10^5.

Условия обтекания и размеры вихревой зоны за телами важны для проектирования размещения в технологических конструкциях. Получение экспериментальной информации для различных режимов обтекания модельных объектов важно для построения и верификации современных расчетных моделей.

В данной работе показан способ получения высокой степени турбулентности потока воды (порядка 17%), в условиях ограниченного размера рабочего участка, и сравнительно небольших избыточных давлений относительно атмосферного. Были проведены экспериментальные исследования обтекания круглого стального цилиндра с шероховатостью $R_a \approx 1$ мкм в докритической области чисел Рейнольдса. Получены сравнительные характеристики вихревого ближнего следа за цилиндром для низкой и высокой степени турбулентности обтекаемого потока. Было выявлено, что в сильно турбулизированном потоке размер вихревой зоны за цилиндром уменьшается по сравнению с низко турбулентным потоком.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Конфигурация свободного потока

Эксперимент проводился в гидродинамической трубе замкнутого типа [6]. Канал имеет прямоугольное сечение 80×150 мм^2. Цилиндр охватывает ширину канала без торцевых пластин и имеет диаметр d = 26 мм, что дает соотношение сторон l/d = 3,08 и коэффициент блокировки d/h = 0,17 (рис. 1). Расход исследуемых потоков находился в диапазоне $Q \approx$ 100–150 м^3/ч. Перед экспериментами с турбулизированным потоком измерения PIV в плоскости (x,y) в области вверх по потоку и у стенки канала показали наличие ядра в свободном потоке со средней скоростью u_c и пограничного слоя на стенках канала порядка 10 мм. Уровень (степень) турбулентности в ядре потока свободного канала составлял в среднем $Tu_x \approx$1,8%.

$$\mathrm{Tu}_x = \frac{\sqrt{(u_x - \overline{u_x})^2}}{u_c} \times 100\%,$$

где u_x и $\overline{u_x}$ – продольная мгновенная и средняя скорость соответственно.

Стенки рабочего участка снабжены смотровыми окнами для проведения оптических измерений. Цилиндр обтекался потоком воды с постоянным объемным расходом. По отношению расхода к площади поперечного сечения рабочего участка определялась среднерасходная скорость u набегающего потока. Расход измерялся с помощью ультразвукового расходомера с относительной погрешностью по объему не более 2%. Измерение давления и температуры, до и после цилиндра, осуществлялся двумя датчиками давления и термосопротивления с погрешностью не более 0,5%. Рабочей жидкостью служила водопроводная фильтрованная вода.

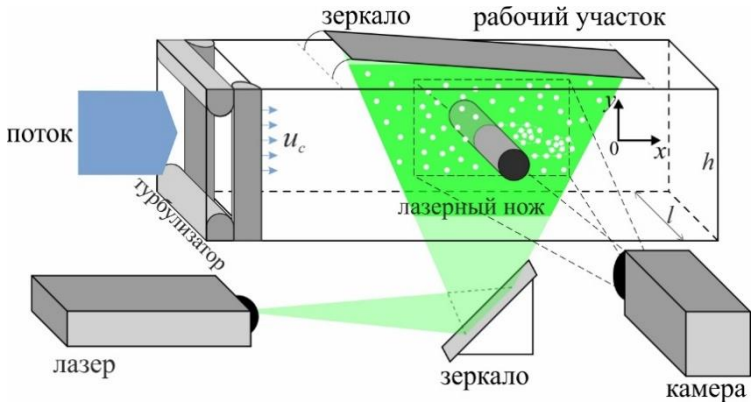


Рис. 1. Схема эксперимента

Измерения PIV

Поля скорости измерялись созданной в институте теплофизики СО РАН системой PIV (*Particle Image Velocimetry*) ПОЛИС, которая состоит: из программируемого синхронизирующего процессора; ПЗС – камеры (2048×2048 пикселей, 8 бит), оснащенной объективом SIGMA 50mm 1:2.8 DG MACRO; двойного твердотельного импульсного Nd:YAG лазера с длиной волны лазерного излучения 532 нм (энергия в импульсе 25 мДж, длительность импульса 10 нс, частота повторения импульсов 1,3 Гц) с фокусирующей и цилиндрической линзами для создания лазерного ножа. Схема измерительной системы показана на рис. 1. Толщина лазерного «ножа», сформированного цилиндрической линзой, составляла примерно 1 мм в измерительной области центрального продольного сечения рабочего канала.

Управление экспериментом и обработка данных осуществлялась с использованием программного пакета «ActualFlow», который предназначен для автоматизации процесса проведения эксперимента, обработки и визуализации данных. Мгновенные поля скоростей рассчитывались с использованием итерационного кросскорреляционного алгоритма с непрерывным смещением и деформацией элементарных расчетных ячеек и 75% перекрытием расчетных областей. Начальный размер элементарной расчетной области составлял 64×64 пикселя, а конечный размер — 8×8 пикселей. Полученные векторные поля мгновенной скорости прошли две валидации: по отношению сигнал/шум с коэффициентом 2 и аддитивным медианным фильтром в области 7×7 пикселей [7]. По усредненному полю скоростей были получены продольная и поперечная скорости $\overline{u_x}$ и $\overline{u_y}$, пульсационные значения скорости и т. д.

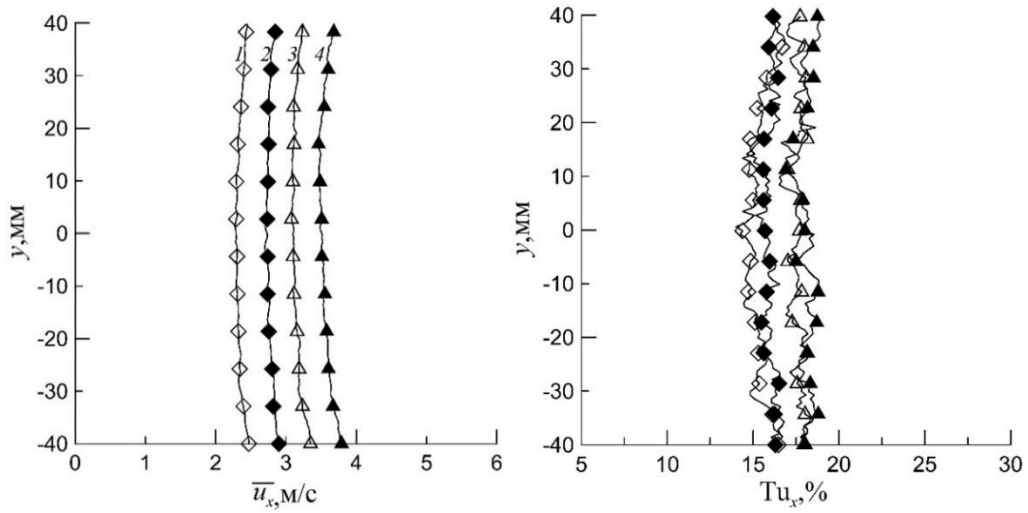
Турбулизированный поток

Исследования, проведенные ЦАГИ (см. [1]), показали, что эффективность генерации турбулентности потока можно существенно повысить, если вместо сетки или решетки с множеством ячеек использовать только одну ячейку, но большого размера. При этом в канале со сравнительно небольшим сечением можно создавать турбулентность большого масштаба, который определяется в основном размером ячейки. Получение высокого уровня турбулентности в потоке воды осложнено возможностью появления кавитации на турбулизаторе, что может приводить к нарушению однородности потока за ним.

Были проведены предварительные эксперименты с ячейками двухплоскостных сеток с половинками круглых и квадратных прутков различных размеров. Промерялись поля скорости и пульсаций за турбулизатором в области перед устанавливаемым цилиндром. В итоге, источником повышения турбулентности потока стал турбулизатор, представляющий собой одну ячейку двухплоскостной сетки с половинками полуцилиндров, состоящую из горизонтальных и вертикальных вставок высотой 22 мм и 12 мм соответственно, с радиусом скругления 10 мм и шириной 20 мм, закрепленных на каркасе из нержавеющей стали толщиной 4 мм. Турбулизатор был установлен в рабочей части канала на расстоянии 0,2 м от

конфузора. Загроможденность потоку по площади поперечного сечения составляла порядка 60%. Был определен эффективный размер ячейки M турбулизатора из равенства площадей реальной открытой части и эффективной сетки квадратного сечения. Размер составил $M \approx 68$ мм. Для расходов потока $Q \approx 100$–150 м^3/ч на расстоянии $x = 4M$ от турбулизатора в ядре потока степень турбулентности в среднем составила $Tu_x \approx 17\%$. Стальной круглый цилиндр устанавливался на расстоянии $x = 4{,}55M$ (центр) от турбулизатора.

На рис. 2 показаны профили средних скорости $\overline{u_x}$ и степени турбулентности для разных расходов Q на расстоянии $x \approx 4{,}0M$ от турбулизатора.

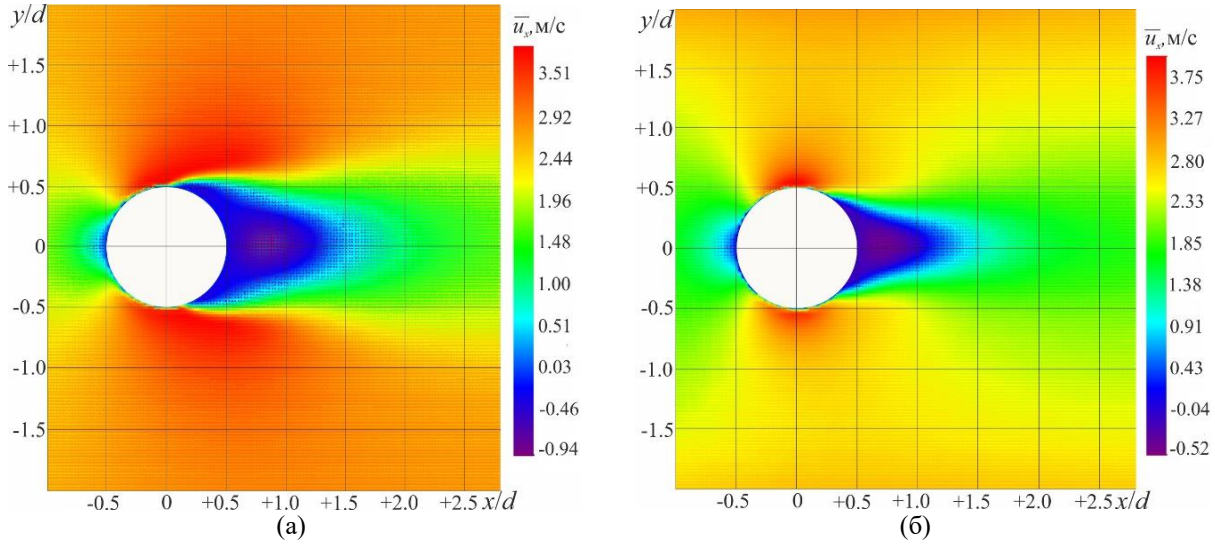


(а) (б)

Рис. 2. Профили продольной составляющей скорости (а) и уровня турбулентности (б) для разных расходов: *1* – $Q \approx 100$ м^3/ч; *2* – $Q \approx 115$ м^3/ч; *3* – $Q \approx 133$ м^3/ч; *4* – $Q \approx 153$ м^3/ч

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 представлены средние (2000 двойных изображений за 25,5 минут) поля продольной скорости $\overline{u_x}$ при обтекании стального цилиндра турбулентным потоком в центральной части канала. Для низкой и высокой степени турбулентности потока давление перед цилиндром составляло $p \approx 146$ кПа, температура $t \approx 21$°C. Расходы воды были примерно одинаковыми $Q \approx 115$ м^3/ч. Число Рейнольдса $\mathrm{Re} = u_c \cdot d/\nu$ (ν – кинематическая вязкость воды).



(а) (б)

Рис. 3. Поле скорости $\overline{u_x}$ (данные PIV): (а) $\mathrm{Re} = 7{,}6 \times 10^4$ (без турбулизатора), (б) $\mathrm{Re} = 7{,}0 \times 10^4$ (с турбулизатором)

За цилиндром образуется устойчивая сильно турбулизированная область, где формируются противоположно вращающиеся вихри: один — по часовой стрелке (от верхней

части), а второй — против часовой стрелки (от нижней части). Между вихрями жидкость движется в направлении, обратном основному потоку. Внешняя граница области обратных токов ограничена линией, на которой продольная составляющая скорости равна нулю.

На рис. 4 представлены сравнительные графики турбулентных касательных напряжений τ для потоков низкой и высокой степени турбулентности, нормированных на динамический напор q. Здесь $\tau = -\rho\overline{u'_x u'_y}$ – турбулентное касательное напряжение (u'_x, u'_y – соответствующие пульсации продольной и поперечной составляющих скорости; ρ – плотность воды); $q = \rho u^2/2$, где u – среднерасходная скорость потока. Графики построены после обработки (усреднения) 2000 двойных изображений.

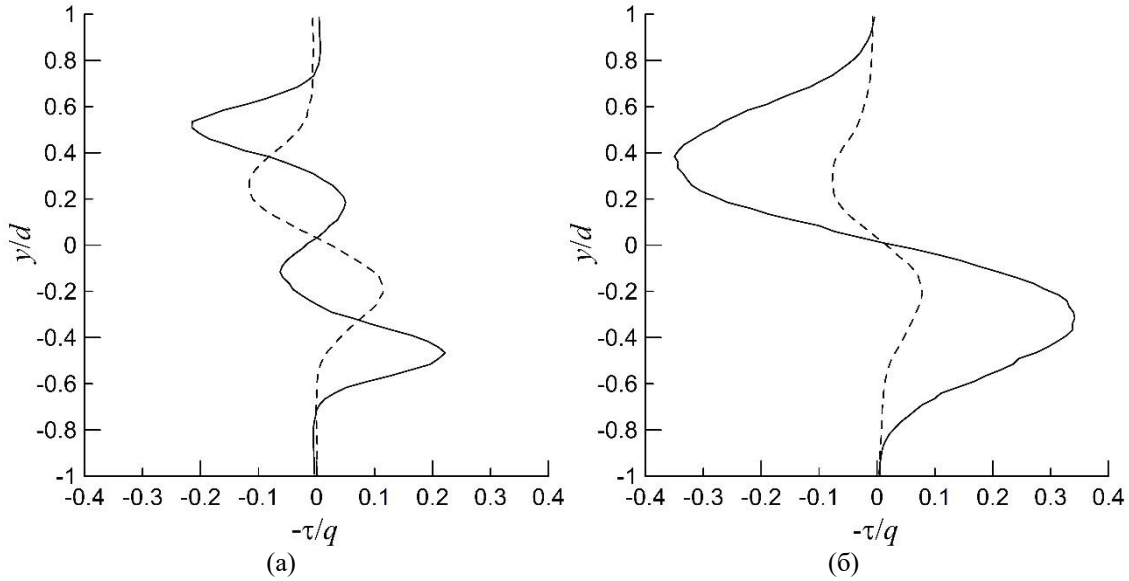


Рис. 4. Относительные турбулентные напряжения: (а) – x/d = 0,9; (б) – x/d = 1,4. Сплошная линия – обтекание цилиндра без турбулизатора (Re = 7,6×10⁴), пунктирная линия – с турбулизатором (Re = 7,0×10⁴)

На рис. 4(а) и 4(б) представлены максимальный размах касательных напряжений для потока с высокой и низкой турбулентностью соответственно.

В табл. 1 приведены основные средние характеристики [7] ближнего следа за цилиндром.

Табл.1. Параметры обратного течения в следе цилиндра

Параметры течения	**Re, 10^4**	**Длина обратного тока l_r, d**	**Максимальная скорость обратного тока $u_{r\max}$, u**	**Расстояние между вихрями Δy_v, d**
Без турбулизатора	7,6	0,75	0,36	0,57
С турбулизатором	7,0	0,48	0,19	0,36

Параметры обратного течения в ближнем следе близки к значениям, полученным в [7] при обтекании цилиндра потоком слабой турбулентности с Re = 2,84×10⁵, где $l_r \approx 0{,}45d$, а $u_{r\max} \approx 0{,}17u$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показан пассивный способ получения потока высокой степени турбулентности в докритической области. С турбулизатором в потоке длина обратного тока и расстояние между вихрями в ближнем следе обтекаемого цилиндра уменьшились более чем в полтора раза по сравнению с воздействием слаботурбулентного потока.

Показано, что высокая степень турбулентности в потоке приводит к результатам, которые эквивалентны увеличению эффективного числа Рейнольдса до критической области.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена по госконтракту с ИТ СО РАН. Экспериментальное оборудование было предоставлено в рамках проекта РНФ № 19-79-30075-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Репик Е. У., Соседко Ю. П.** Управление уровнем турбулентности потока. Москва: Изд-во Физико-математической литературы, 2002. 244 с.
2. **Дыбан Е.П., Эпик Э.Я.** Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. Киев: Наук. думка, 1985. 296 с.
3. **Дунай О.В., Еронин М.В., Кратиров Д.В., Михеев Н.И., Молочников В.М.** Вихри Кармана за плохообтекаемым телом в ограниченном турбулизированном потоке и при турбулизации пограничного слоя на теле // Механика жидкости и газа. 2010. №4. С. 97-106.
4. **Morenko I. V., Fedyaev V. L.** Influence of turbulence intensity and turbulence length scale on the drag, lift and heat transfer of a circular cylinder // China Ocean Eng. 2017. V. 31. No. 3. P. 357-363.
5. **So R. M. C., Savkar S. D.** Buffeting forces on rigid circular cylinders in cross flows // J. Fluid Mech. 1981. V**.** 105. P. 397-425.
6. **Добросельский К.Г.** Методика исследования поперечного обтекания цилиндра в гидродинамической трубе // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. 2013. Т. 8. № 4. С. 110-117.
7. **Dobroselsky K.G.** Applying PIV to study a fluid flow in the vicinity of a circular streamlined cylinder // Journal of Physics: Conference Series. 15th International Conference on Optical Methods of Flow Investigation. 2019. V. 1421. P. 012015.

Dobroselsky K.G.

Institute of Thermal Physics. S.S. Kutateladze SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, Lavrentiev Ave., 1, E-mail: dobroselsky@mail.ru

INVESTIGATION OF THE CYLINDER FLOW IN A TURBULIZED CROSS FLOW USING THE PIV METHOD

ABSTRACT

Various forms of cylinders are used in many heat exchange devices, building structures, power (boiler) equipment, shipbuilding and aviation technology. Therefore, the practical and scientific relevance of obtaining reliable experimental information about the patterns of flow in a turbulent flow around cylindrical bodies is undeniable. In this work, we experimentally study the flow near a circular cylinder in a highly turbulent water flow at subcritical Reynolds numbers. Under conditions of limited dimensions of the working section of the hydrodynamic stand and a small excess pressure above the atmospheric pressure, longitudinal turbulence in the flow core was obtained on the order of 17%. Using the PIV method, the average characteristics of the near wake behind a cylinder in weakly and strongly turbulent flow were determined. It is shown that a high degree of turbulence in the flow leads to results that are equivalent to an increase in the effective Reynolds number to a critical region where the drag decreases.

CIRCULAR CYLINDER, TURBULATOR, TURBULENCE, NEAR WAKE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.4

Польщикова О.В., Горевой А.В.

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: polschikova@ntcup.ru

ДВОЙНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР С ИЗМЕНЯЕМОЙ ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

АННОТАЦИЯ

В работе проанализированы способы управления шириной полосы пропускания двойного акустооптического фильтра, такие как изменение геометрии акустооптического взаимодействия, мощности управляющего сигнала и введение частотной расстройки между двумя ячейками фильтра. Приведены результаты теоретических расчетов и экспериментов, показана эффективность предложенных способов для увеличения длины когерентности излучения и поля зрения внеосевых цифровых голограмм, получаемых при акустооптической фильтрации излучения широкополосного источника. Результаты работы могут быть использованы в мультиспектральной цифровой голографии для адаптивного изменения параметров записи голограмм с учетом свойств образца в промышленных или биомедицинских приложениях.

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ФИЛЬТР, ФУНКЦИЯ ПРОПУСКАНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Методы цифровой голографии позволяют количественно оценить амплитуду и фазу световой волны, благодаря чему могут быть получены данные о топографии (рельефе, шероховатости) поверхности непрозрачных объектов и оптической длине пути света (толщине и показателе преломления) в прозрачных образцах [1]. Одним из направлений цифровой голографии является мультиспектральная цифровая голография (МЦГ), где интерференционные изображения регистрируют более чем на одной длине волны с целью получения спектральной зависимости измеряемых величин, решения проблемы неоднозначности развертки фазы и др. [1, 2].

Акустооптические перестраиваемые фильтры (АОФ), основанные на явлении дифракции света на акустических волнах в двулучепреломляющем кристалле [3], применяются в МЦГ для выделения в спектре широкополосного источника излучения узких полос пропускания, в которых ведется регистрация голограмм [2, 4, 5]. Спектральная зависимость коэффициента пропускания АОФ, теоретически описываемая функцией sinc^2 [3], определяет ширину полосы пропускания и длину когерентности излучения. Во внеосевой МЦГ длина когерентности может являться фактором, ограничивающим эффективное поле зрения голограммы, т.е. область с достаточно высокой видностью интерференционной картины [2, 5, 6]. На распределение видности оказывает влияние реальная форма функции

пропускания АОФ, которая зависит от множества факторов. Так, например, геометрия акустооптического (АО) взаимодействия (сочетание направлений распространения звуковой и световой волны относительно оптических осей кристалла АОФ) и длина пьезопреобразователя, превращающего высокочастотный (65-130 МГц) электрический управляющий сигнал в акустические колебания, влияют на ширину главного максимума функции пропускания: чем больше длина АО взаимодействия, тем меньше ширина главного максимума [7, 8]. Увеличение мощности управляющего сигнала АОФ для достижения максимального пропускания света сопровождается ростом побочных максимумов (сайдлобов) [3], что приводит к падению видности интерференционной картины по полю зрения [6]. Решение этой проблемы может заключаться в аподизации пьезопреобразователя или использовании двойной АО фильтрации, когда, например, световой пучок проходит через два последовательно расположенных АОФ [3, 8, 9]. Более того, с помощью двойной АО фильтрации можно уменьшить и ширину полосы пропускания, вводя частотную расстройку между двумя фильтрами [10].

В данной работе на примере одиночной и двойной АО фильтрации исследовано влияние поворота АОФ, изменения мощности управляющего сигнала и введения частотной расстройки на функцию пропускания фильтра. Результаты теоретических расчетов и экспериментов показали, что предложенные способы позволяют увеличить длину когерентности излучения и эффективное поле зрения цифровых голограмм.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Коллимированное широкополосное излучение генератора суперконтинуума (Rock 400 2, Leukos и SCLS-PS-VIS, НПО Солитон) поступает на вход одной из трех конфигураций АОФ.

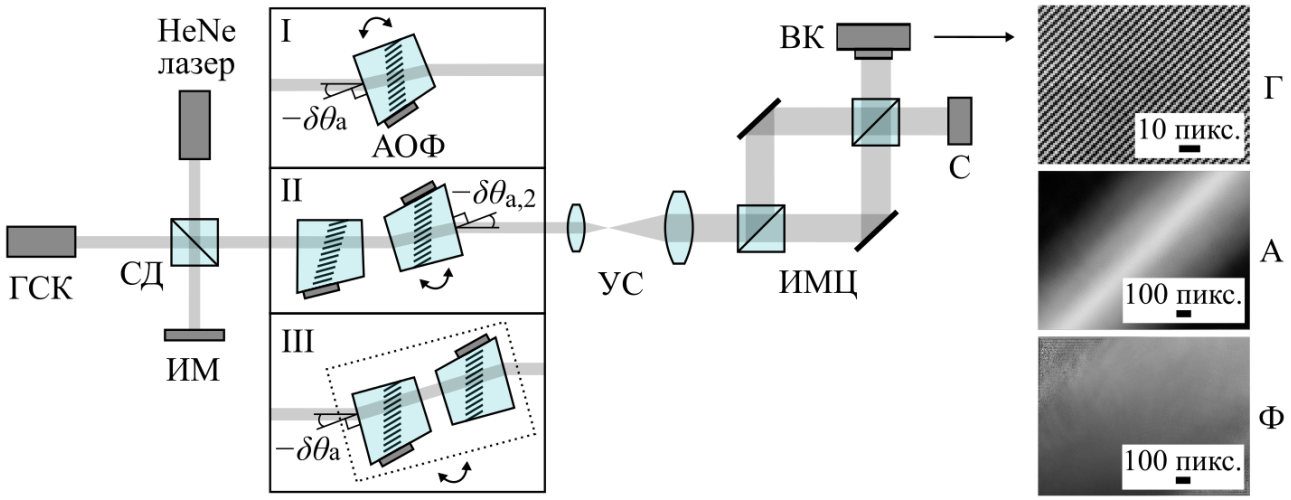


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: ГСК – генератор суперконтинуума; СД – светоделитель; ИМ – измеритель мощности; АОФ – акустооптический фильтр; УС – увеличивающая система; ИМЦ – интерферометр Маха-Цендера; ВК – видеокамера; С – спектрометр. Увеличенный фрагмент цифровой голограммы (Г) и восстановленные из нее амплитудное (А) и фазовое (Ф) изображения

В конфигурации I одиночный АО фильтр находится в номинальном положении (угол падения светового пучка на входную грань фильтра $\delta\theta_a = 0°$), либо повернут на угол $\delta\theta_a = -10°$. В конфигурации II используются два АО фильтра, при этом первый всегда находится в номинальном положении, а второй устанавливается либо в номинальное положение, либо поворачивается на угол $\delta\theta_{a,2}$ в диапазоне ±3°. В конфигурации III оба фильтра повернуты на угол $\delta\theta_a = -10°$. Все АОФ изготовлены из кристалла парателлурита с углом среза 7°. Методика юстировки положений АОФ и подробное описание схемы представлено в [6]. После спектральной АО фильтрации пучок расширяется системой из двух линз и поступает в

интерферометр Маха-Цендера. В двух выходных каналах интерферометра установлены видеокамера (DMK 37BUX273, The Imaging Source) и спектрометр (ASP-150, Авеста Проект) для регистрации цифровых голограмм и измерения спектров, соответственно. Для измерения дифракционной эффективности (коэффициента пропускания АОФ на одной длине волны) использовались HeNe лазер и измерители мощности (PM160 и PM100D, Thorlabs).

Поскольку проводилось исследование когерентности излучения после АОФ, какой-либо объект или образец, устанавливаемый обычно в одну из ветвей интерферометра, отсутствовал. Зарегистрированные цифровые голограммы, представляющие собой интерференционные картины с вертикальными или диагональными полосами, обрабатывались в пространственно-частотной области для получения амплитудных и фазовых изображений. Найденные в соответствии с [11] распределения видности $v(r)$ интерференционной картины, где r – координата в плоскости приемника излучения, использовались для определения ширины эффективного поля зрения W по пороговому уровню видности 0,3, который соответствовал приемлемому качеству получаемых изображений [5, 6]. Соответствующая длина когерентности определялась как $l_c = W \sin\theta$, где θ – угол между интерферирующими пучками. Распределения видности $v(r)$ преобразовывались в характеристику продольной когерентности $V(\xi)$ с помощью соотношения $\xi = r \sin\theta$, где ξ – координата вдоль волнового вектора опорного пучка. Также характеристика когерентности была рассчитана по измеренным спектрам излучения [5, 6], к которым применялась деконволюция Винера [12] для уменьшения влияния разрешающей способности спектрометра. С помощью методов моделирования АО взаимодействия [13] были вычислены функции пропускания как одиночного, так и двойного АОФ при их известных параметрах, а затем, аналогично спектрам, эти функции были преобразованы в характеристику когерентности и сравнивались с экспериментальными данными.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В конфигурации I при помощи спектрометра были измерены перестроечные кривые $\lambda_0(f)$ (зависимость центральной длины волны λ_0 с максимальным значением спектра I_0 от частоты ультразвука f) для каждого АОФ в диапазоне f от 65 МГц до 125 МГц с шагом 5 МГц при нормальном падении света на первую грань фильтра ($\delta\theta_a = 0°$) и при повороте на угол $\delta\theta_a = -10°$. Полученные характеристики использовались далее в экспериментах и для уточнения параметров АОФ, задаваемых для расчета функций пропускания при моделировании.

В конфигурации II центральные длины волн λ_1 и λ_2 полос пропускания двух АОФ совпадают при соответствии частот ультразвука f_1 и f_2 условию $\lambda_1(f_1) = \lambda_2(f_2)$. В этом случае суммарная функция пропускания становится похожей на функцию Гаусса (рис. 2а и 2б, $\delta f_2 = 0$, $\delta\theta_{a,2} = 0°$), а высота ее боковых лепестков значительно (в 7-10 раз) уменьшается по сравнению с одиночной фильтрацией. С увеличением отклонения δf_2 частоты управляющего сигнала второго фильтра от f_2 (и, следовательно, разницы центральных длин волн для двух фильтров) высота боковых лепестков увеличивается (рис. 2а), пиковое значение коэффициента пропускания I_{max} уменьшается (рис. 2в), а длина когерентности l_c, измеренная по выбранному уровню 0,3 распределения видности, растет (рис. 2г). При некотором значении δf_2 график характеристики когерентности $V(\xi)$ начинает пересекать линию уровня 0,3 более двух раз (например, рис. 2а, $\delta f_2 = 0{,}7$ МГц), эти значения отмечены маркерами на рис. 2в и 2г. Таким образом, введение частотной расстройки δf_2 позволяет увеличить длину когерентности на 40% при падении пиковой спектральной интенсивности в 4 раза. При небольших отклонениях частоты (рис. 2а, $\delta f_2 = 0{,}5$ МГц) форма функции пропускания меняется мало.

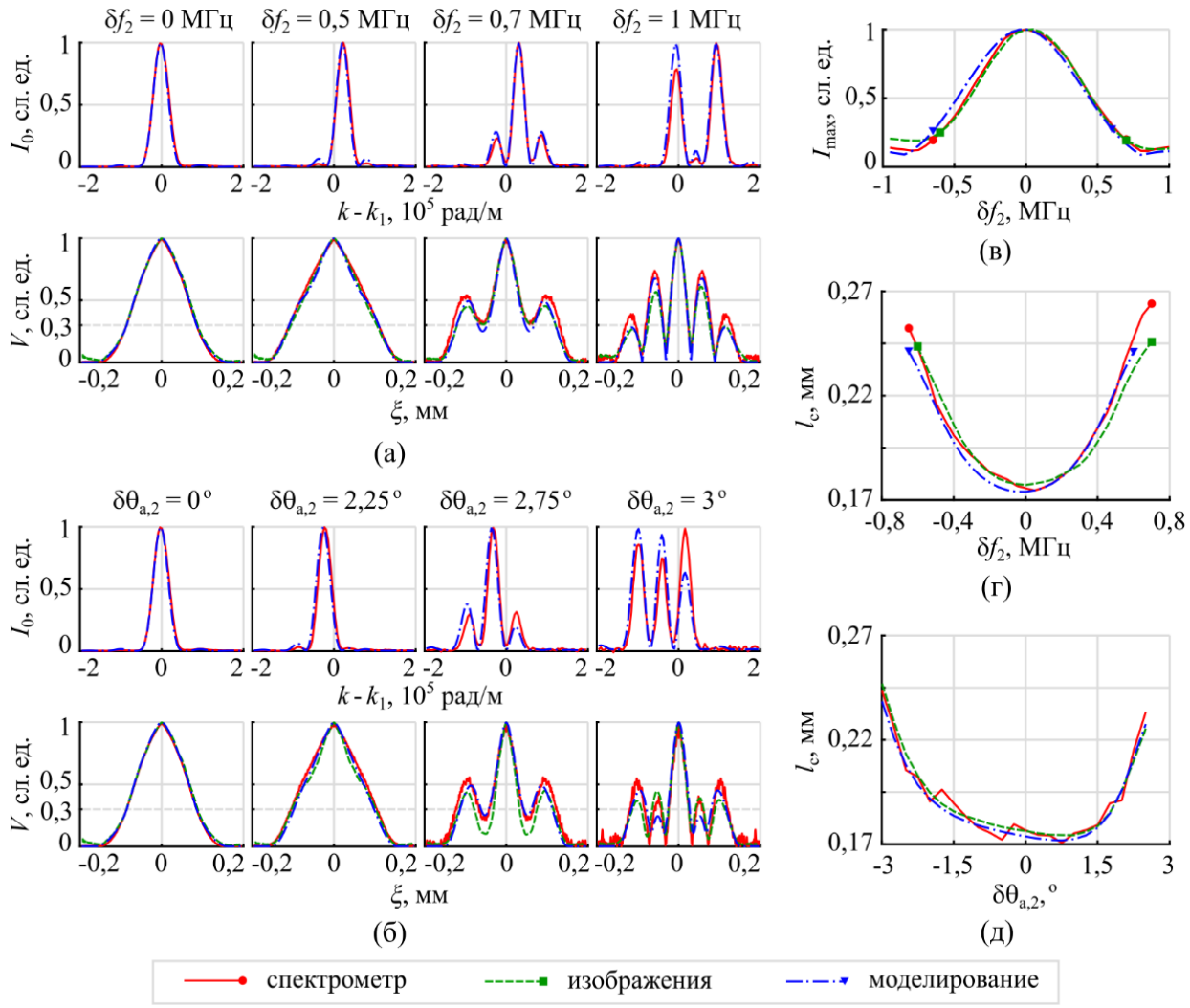


Рис. 2. Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования для конфигурации II при частоте ультразвука f_1 = 95 МГц для первого фильтра. Нормированные спектры пропускания $I_0(k - k_1)$ от волнового числа k (верхний ряд) и характеристики когерентности $V(\xi)$ от продольного смещения ξ (нижний ряд) при разных значениях частотной расстройки δf_2 (а) и угла поворота $\delta\theta_{a,2}$ (б) второго фильтра. Относительные значения пикового спектрального коэффициента пропускания I_{max} (в) и длины когерентности l_c по уровню 0,3 (г) в зависимости от отклонения частоты δf_2; маркерами показано значение δf_2, при котором график $V(\xi)$ начинает пересекать линию уровня 0,3 более двух раз. Изменение длины когерентности l_c при повороте второго фильтра на угол $\delta\theta_{a,2}$ (д). Цвет и тип линий и маркеров для всех графиков соответствует обозначениям в нижней части рисунка

Похожий эффект можно получить при повороте второго фильтра на малый угол $\delta\theta_{a,2}$ относительно номинального положения без изменения частоты f_2 (рис. 2б). При повороте на угол $\delta\theta_{a,2}$ от 0° до −3° длина когерентности увеличивается как из-за несовпадения центральных длин волн для двух фильтров, так и из-за изменения геометрии АО взаимодействия для второго фильтра [6], так что поворот именно в этом направлении является предпочтительным для управления длиной когерентности. Кроме того, данный эксперимент позволяет оценить требуемую точность установки АОФ относительно друг друга: при повороте второго фильтра на углы ±0,5° суммарный коэффициент пропускания уменьшается менее, чем на 1%.

В конфигурации III увеличение длины когерентности было реализовано за счет одновременного поворота двух фильтров. Как показано на рис. 3, при номинальном положении ($\delta\theta_a$ = 0°) обоих фильтров длина когерентности при использовании двойной фильтрации возрастает в 1,4 раза по сравнению с одиночной фильтрацией во всем диапазоне от 470 нм до 750 нм. За счет частотной расстройки δf_2 длина когерентности может быть увеличена еще на 25% при снижении пиковой спектральной интенсивности в 2 раза.

Сочетание двойной фильтрации с поворотом фильтров на угол $\delta\theta_a = -10°$ дает возможность увеличить длину когерентности более чем в 2 раза по сравнению с одиночным фильтром в номинальном положении. Данные, полученные с помощью спектрометра и видеокамеры, соответствуют результатам моделирования.

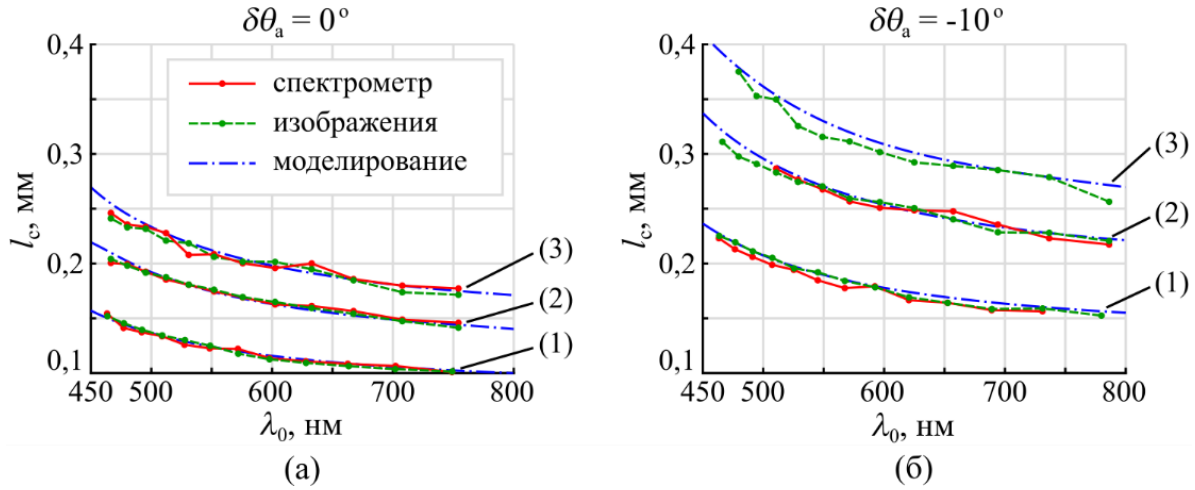


Рис. 3. Длина когерентности l_c по уровню 0,3, измеренная экспериментально по данным со спектрометра и интерференционным изображениям в конфигурациях II и III, а также рассчитанная в результате моделирования, при нормальном падении света на первую грань первого фильтра ($\delta\theta_a = 0°$) (а) и при повороте обоих фильтров на угол $\delta\theta_a = -10°$ (б): (1) – для одиночного фильтра; (2) – для двойной фильтрации; (3) – для двойной фильтрации при частотной расстройке δf_2 второго фильтра, приводящей к падению пикового спектрального пропускания I_{max} в 2 раза по сравнению с $\delta f_2 = 0$.

Для проведенных экспериментов было исследовано влияние мощности управляющего сигнала АОФ на дифракционную эффективность и функцию пропускания. Оценка дифракционной эффективности проводилось посредством измерения мощности излучения лазера после первого и второго АО фильтров. Для исключения влияния нестабильности лазера все измеренные значения нормировались на показания, одновременно получаемые в опорном канале после светоделителя СД (рис. 1) [6]. Экспериментально установлено, что эффективность двойной фильтрации с точки зрения подавления сайдлобов сохраняется при увеличении суммарной дифракционной эффективности до >90% за счет увеличения мощности управляющего сигнала. Возможность использования частотной расстройки для увеличения длины когерентности также сохраняется. Форма характеристики когерентности заметно меняется только при превышении оптимального уровня мощности, соответствующего дифракционной эффективности 100%, на одном или на обоих фильтрах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Последовательная спектральная фильтрация света двумя АОФ является эффективным способом увеличения продольной когерентности излучения и повышения контраста интерференционной картины во внеосевой цифровой голографии. Рассмотренные методы позволяют изменять суммарную функцию пропускания двух АОФ механически (за счет поворота одного или двух АОФ) или программно (за счет сдвига частоты управляющего сигнала), находя баланс между увеличением эффективного поля зрения и интенсивностью прошедшего излучения. Полученные результаты позволяют повысить эффективность использования АОФ в перестраиваемых источниках излучения для МЦГ и расширяют возможности МЦГ за счет адаптивного изменения параметров регистрации цифровых голограмм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [456451, https://ckp.ntcup.ru].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kim M.K.** Digital Holographic Microscopy. Springer Series in Optical Sciences. Springer, New York, 2011. V. 162. 254 p.
2. **Rinehart M., Zhu Y., Wax A.** Quantitative phase spectroscopy // Biomed. Opt. Express. 2012. V. 3, № 5. P. 958-965.
3. **Design** and Fabrication of Acousto-Optic Devices / Eds. Goutzoulis A.P., Pape D.R., Kulakov S.V. Marcel Dekker, New York, 1994. 497 p.
4. **Turko N.A., Shaked N.T.** Simultaneous two-wavelength phase unwrapping using an external module for multiplexing off-axis holography // Opt. Lett. 2017. V. 42, № 1. P. 73-76.
5. **Gorevoy A., Polschikova O., Machikhin A., Stoykova E.** Multi-wavelength off-axis digital holographic microscopy with broadly tunable low-coherent sources: theory, performance and limitations // J. Opt. 2022. V. 24, № 11. P. 115701 (17 p.).
6. **Польщикова О.В., Горевой А.В., Мачихин А.С.** Экспериментальное исследование влияния функции пропускания перестраиваемого акустооптического фильтра на характеристики интерференционной картины во внеосевой схеме цифровой голографии // Светотехника. 2022. № 5. С. 38-43.
7. **Voloshinov V.B., Yukhnevich T.V.** Two regimes of wide angle acousto-optic interaction in tellurium dioxide single crystals // Appl. Opt. 2013. V. 52, № 24. P. 5912-5919.
8. **Kastelik J.-C., Benaissa H., Dupont S., Pommeray M.** Acousto-optic tunable filter using double interaction for sidelobe reduction // Appl. Opt. 2009. V. 48, № 7. P. C4-C10.
9. **Filatova E.Y., Parygin V.N.** Transmission function of acousto-optic cell with apodized piezotransducer // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2001. V. 3. P. S40-S45.
10. **Champagne J., Kastelik J.-C., Dupont S., Gazalet J.** Study of the spectral bandwidth of a double-pass acousto-optic system [Invited] // Appl. Opt. 2018. V. 57, № 10. P. C49–C55.
11. **Poon T.-C., Liu J.-P.** Introduction to Modern Digital Holography: With Matlab. Cambridge University Press, 2014. 215 p.
12. **Katrašnik J., Pernuš F., Likar B.** Deconvolution in acousto-optical tunable filter spectrometry // Appl. Spectrosc. 2010. V. 64, № 11. P. 1265-1273.
13. **Gorevoy A.V., Machikhin A.S., Martynov G.N., Pozhar V.E.** Spatiospectral transformation of noncollimated light beams diffracted by ultrasound in birefringent crystals // Photon. Res. 2021. V. 9, № 5. P. 687-693.

Polschikova O.V., Gorevoy A.V.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: polschikova@ntcup.ru

DOUBLE ACOUSTO-OPTIC FILTER WITH VARIABLE SPECTRAL BANDWIDTH FOR DIGITAL HOLOGRAPHY

ABSTRACT

The paper analyzes methods for controlling the transmission bandwidth of a double acousto-optic filter, such as changing the geometry of the acousto-optic interaction, varying the driving power, introducing frequency detuning between the cells of the filter. The results of theoretical considerations and experiments are presented, and the effectiveness of the proposed methods for increasing the coherence length of radiation and the field of view of off-axis digital holograms obtained with acousto-optic filtering of light from a broadband source is shown. The results of the work can be used in multi-wavelength digital holography for industrial and biomedical applications to adaptively change the parameters of hologram recording taking into account the properties of the sample.

DIGITAL HOLOGRAPHY, ACOUSTO-OPTICAL TUNABLE FILTER, TRANSMISSION FUNCTION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.93; 532.5.013

Мошева Е.А.[1, 2], Шмыров А.В.[1, 2], Мизев А.И.[1, 2]

[1] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Россия, 614990, Пермь, Комсомольский проспект ул., 29
[2] Институт механики сплошных сред ПФИЦ УрО РАН, Россия, 614990, Пермь, Академика Королева ул., 1, E-mail: mosheva@icmm.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ РЕАГЕНТОВ В МИКРОКАНАЛАХ ПРОТОЧНОГО ТИПА

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована перспективность применения концентрационно-капиллярного механизма Марангони в качестве инструмента перемешивания потоков реагентов в микрореакторах проточного типа. Эксперименты выполнены в микроканале с Т-образным смесителем, плечи которого подключены к двухканальному насосу, осуществляющему прокачку растворов с заданным расходом. Через верхнее плечо подавался менее плотный водный раствор изопропилового спирта, через нижнее – вода высокой степени очистки. Для возбуждения концентрационно-капиллярного механизма конвекции внутри канала, на некотором расстоянии от входа, создавался газовый пузырек, что формировало межфазную границу «жидкость-газ». Для создания пузырька вдоль микроканала имелись дополнительные подводящие каналы, через которые осуществлялась независимая подача воздуха. Спирт, являясь поверхностно-активным веществом, уменьшает поверхностное натяжение раствора. В результате вдоль поверхности формируется градиент поверхностного натяжения, что инициирует интенсивное конвективное течение, интенсифицирующее процесс смешения. Для оценки степени перемешивания вдоль канала контролировалось изменение перепада концентрации. Для этих целей использован лазерный интерферометр, собранный по схеме Физо с внешним резонатором. Для восстановления поля показателя преломления, обусловленного неоднородностями концентрации, применялся метод пространственного фазового сдвига, для чего интерференционная картина наблюдалась в полосах постоянной толщины. Все этапы обработки изображений были реализованы с помощью программного обеспечения IntelliWave (Mahr GmbH, Германия). Ввиду того, что у используемого микроканала не идеальная плоскопараллельная геометрия, на первом этапе производилось вычитание опорного изображения, в качестве которого выступала интерферограмма микроканала, заполненного только водой и содержащая информацию только о неоднородностях микроканала. Далее по полученному эталонному изображению вычислялось двумерное поле свернутой разности фаз и разности оптических путей (OPD). Для каждого вертикального сечения поля OPD рассчитывалось распределение показателя преломления, а затем концентрационный профиль, по которому далее определялось локальное значение перепада концентрации. На основе полученной информации построены зависимости величины перепада концентрации от продольной координаты для оценки эффективности перемешивания для различных расходов, размеров и положений газового включения. В работе подробно обсуждается методика проведения эксперимента и обработки интерферограмм.

МИКРОКАНАЛ, КОНВЕКЦИЯ МАРАНГОНИ, КОНЦЕНТРАЦИОННО-КАППИЛЯРНАЯ КОНВЕКЦИЯ, ГРАНИЦА РАЗДЕЛА, ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Традиционно химические реакции в различных технологических процессах проводятся в реакторах двух типов: загрузочного и проточного. В реакторах первого типа химическая реакция проходит в закрытом резервуаре в отсутствие массообмена с внешней средой и требует периодической загрузки реагентов и выгрузки продуктов реакции, а также очистки реактора между последовательными процессами. В реакторах проточного типа реакция протекает при движении реагентов в специальном канале, на входе и выходе которого организован непрерывный ввод реагентов и отвод продуктов реакции. Такая организация химического процесса обладает очевидными преимуществами, позволяя сочетать высокую производительность при непрерывном проведении технологического процесса и надежный контроль условий протекания реакции за счет точного регулирования расхода реагентов и подвода/отвода энергии в относительно небольшом объеме реакторной зоны [1, 2]. Последовательное использование нескольких проточных реакционных зон позволяет реализовать сложные многостадийные реакции, а параллельное объединение идентичных проточных систем дает возможность масштабировать процессы, меняя тем самым, в широких пределах производительность линии. В последние десятилетия развитие микрофлюидики привело к тенденции в миниатюризации проточных реакционных систем. Особенно актуальным это является для фармакологической промышленности, где проведение сложных и многоступенчатых процессов органического синтеза требует не высокой производительности, а возможности гибкого контроля условий проведения каждой стадии реакции. Поперечный размер канала в современных проточных химических реакторах варьируется между несколькими сотнями микрометров и несколькими миллиметрами, занимая промежуточное место между микрофлюидными устройствами в биомедицинских приложениях и проточными системами в нефтеперерабатывающей промышленности. На таких масштабах течение в реакторе ламинарное и единственным механизмом смешения оказывается взаимная диффузия реагентов в поперечном течению направлении, что требует увеличения длины каналов для полного перемешивания. В последние годы идет активный поиск способов увеличения эффективности смешения реагирующих сред в каналах [3-5]. В настоящий момент сформировались два основных подхода. Первый из них предполагает усложнение структуры течения в канале за счет изменения топологии внутреннего пространства реактора [6, 7]. В рамках второго предполагается использование внешних силовых полей [5, 8]. Ранее нами было показано, что для этих целей с успехом может быть использовано гравитационное поле, способное при создании определенных условий приводить к развитию той или иной гидродинамической неустойчивости. В частности, было показано, что используя разницу в плотности или коэффициентах диффузии реагентов можно реализовать условия для перемешивания реагентов за счет гравитационно-зависимых механизмов неустойчивости [9]. В настоящей статье представлены результаты пилотного исследования перемешивания нереагирующих растворов в проточном реакторе за счет неустойчивости Марангони. Такой тип конвективного течения возникает при наличии в канале межфазной поверхности и проявлении хотя бы одним из растворенных веществ поверхностно-активных свойств по отношению к границе раздела.

Изучение условий возникновения и структуры конвективного течения, а также процесса перемешивания, в прозрачных жидких средах требует использования тех или иных оптических методов. Добавление красителей или кислотно-щелочных индикаторов в одну или обе среды, традиционно используемое многими исследователями, не всегда возможно, так как внесение дополнительных веществ меняет физико-химические свойства исследуемой системы, меняя, зачастую, и сам сценарий развития изучаемой неустойчивости [10]. В гидродинамике для этих целей, как правило, используются интерференционные методы [11],

позволяющие визуализировать пространственное распределение показателя преломления, обусловленное вариациями концентрации растворенных веществ. Однако, использование интерферометрии в микроканалах сопряжено с необходимостью решения ряда специфических проблем, таких как малые размеры канала вдоль луча, движение исследуемой среды, оптически неоднородные границы каналов и т.д. В настоящей статье рассматриваются методики, позволяющие решить ряд указанных проблем, и продемонстрировано использование интерферометрии для изучения эффективности работы микроперемешивателя, основанного на эффекте Марангони.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка

Эксперименты выполнены в проточном микроканале длиной l = 7,0 см, высотой h = 0,2 см, толщиной d = 200 мкм. Микрофлюидный чип изготовлен из двух стеклянных пластин (1 на рис. 1), между которыми расположен силиконовый вкладыш, с вырезанной в нем формой Т-образного канала (2 на рис. 1). Через специальные отверстия в этих пластинах посредством насоса осуществлялся подвод и отвод исследуемых жидкостей. Через верхнее плечо подавался менее плотный водный раствор изопропилового спирта с массовой концентрацией 9,6%, через нижнее – вода высокой степени очистки. Рабочий диапазон расходов составлял Q = 0,002-0,016 мл/мин. Вкладыш, задающий форму микрочипа, имел три дополнительных подводящих канала, через которые осуществлялась независимая подача воздуха для создания внутри канала газового включения (включений), формирующего с жидкой системой границу раздела «жидкость газ». Герметизация микроканала осуществлялась без использования клея. При работе на небольших расходах плотного зажатия силиконового вкладыша между стеклянными пластинами было достаточно для исключения протечек. Однако, при использовании вкладыша, выполненного из другого материала, необходима герметизация клеем. Это связано с тем, что силикон в отличие от других материалов обладает высокой адгезий и буквально прилипает к стеклу. Для визуализации и изучения структуры течения использован лазерный интерферометр Физо.

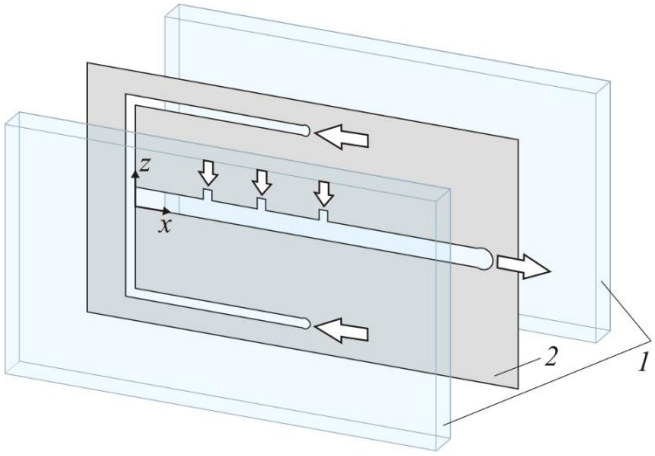


Рис. 1. Схема микроканала: 1 – стекла, 2 – силиконовый вкладыш. Крупными стрелками обозначены два подводящих канала, расположенных в верхней и нижней части вкладыша, и один отводящий канал, расположенный в правой средней части вкладыша. Маленькими стрелками обозначена серия подводящих каналов, через которые осуществлялась независимая подача воздуха, для формирования в микроканале границы раздела «жидкость-газ»

В микроканалах применение интерферометрии для визуализации и построения двумерных концентрационных полей требует решения ряда технических задач. В используемой схеме к качеству стёкол, играющих роль стенок микроканала, никакие особые

требования не предъявляются. Достаточно, чтобы визуально в используемых стеклах на просвет и на отражение не были заметны оптические искажения, такие как свили в объёме и деформации поверхности. Силиконовый вкладыш (или любой другой) должен иметь неизменную толщину с той погрешностью, с которой планируется измерять величину разности показателя преломления жидкости, а значит и перепада концентрации между различными участками микроканала. В представленной работе толщина вкладыша составляла 200±5 мкм, что давало относительную погрешность измерений ±2,5%.

Собранный микроканал помещался между второй парой интерференционных стеклянных пластин со светоотражающим покрытием, которая образовывала ячейку интерферометра Физо (рис. 2). Используемые стекла имели высокую степень плоскостности и параллельности. Микрофлюидная ячейка располагалась не перпендикулярно оптической оси интерферометра, а под некоторым небольшим углом, так, что свет, отраженный от её стенок, не попадал в апертуру оптической системы видеокамеры. Крепёж внешних интерференционных стёкол позволял юстировать их ориентацию относительно друг друга и относительно оптической оси. Посредством использования юстировочных винтов между внешними стёклами вводился небольшой угол, примерно равный ~0,3°, что позволяло получить интерференционную картину в полосах равной ширины и применить для её восстановления метод пространственного фазового сдвига. Все манипуляции с интерферограммами производились в коммерческом программном пакете IntelliWave.

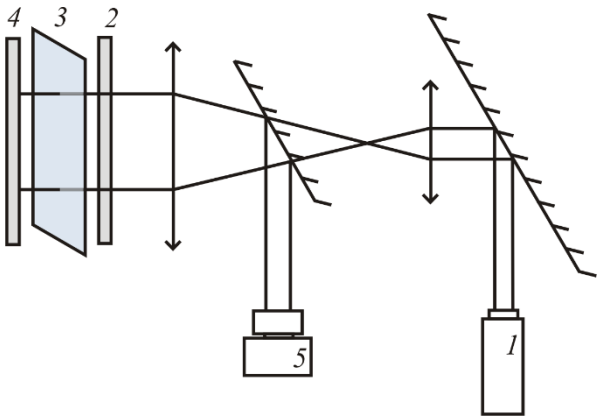


Рис. 2. Схема оптической установки: 1 – гелий-неоновый лазер; 2, 4 – интерференционные стеклянные пластины, образующие измерительную ячейку интерферометра Физо; 3 – микроканал; 5 – CCD-камера

Интерферограмма, полученная при отражении света от покрытий внешней пары интерференционных стёкол, содержит в себе данные об оптической разности хода (OPD), набранной как при прохождении света через исследуемую жидкость, заполняющую каналы, так и через стенки микрофлюидной ячейки, и воздушные зазоры между внешней и внутренней парой стёкол. Чтобы вычесть эту составляющую поля OPD и выделить ту её часть, которая соответствует изменению показателя преломления смешивающихся в канале жидкостей, мы в начале эксперимента снимали дополнительное опорное изображение. Для этого ячейка заполнялась чистой водой, затем происходила фиксация интерференционной картины и восстановление начального поля OPD. После этого включалась прокачка рабочих жидкостей и формировался газовый пузырек. Эксперименты проведены для различной скорости прокачки жидкостей, различных размеров и положения газовых включений. За характерный размер газового включения принят относительный размер s, определяемый отношением вертикального размера пузырька к высоте канала h.

Исследуемое физическое явление

При контакте жидкостей между ними формируется диффузионная зона с характерным распределением концентрации в ней. Газовое включение, находящееся на некотором

расстоянии от места контакта жидкостей, формирует свободную поверхность, граничащую с диффузионной зоной. Изопропиловый спирт, будучи поверхностно-активным веществом, приводит к уменьшению поверхностного натяжения раствора. В результате вдоль поверхности пузырька формируется градиент поверхностного натяжения, что приводит к развитию интенсивного капиллярного течения как на межфазной поверхности, так и, вследствие вязкого увлечения, вблизи пузырька. Возникающая конвекция гомогенизирует распределение спирта, что приводит к исчезновению градиента поверхностного натяжения и, как следствие, затуханию конвекции. Вместе с тем за счет постоянного подвода рабочих жидкостей начальное распределение концентрации вблизи свободной поверхности восстанавливается, что вновь запускает капиллярный механизм конвекции. Таким образом, в системе устанавливается колебательный режим концентрационно-капиллярной конвекции Марангони [12]. Влияние конвекции Марангони на степень перемешивания жидкостей оценивалось по изменению начального значения перепада концентраций вдоль канала между прокачиваемыми жидкостями.

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ

Расчет поля разности оптических путей

Для выбранных из видеозаписи процесса кадров восстанавливалось поле разности оптических путей OPD, из которого вычиталось начальное распределение. Оставшееся распределение OPD с точностью до величины коэффициента преломления соответствовало полю концентрации в исследуемой области смешения. На рис. 3 показаны основные этапы обработки изображения на примере анализа интерферограммы, визуализирующей процесс смешения изопропилового спирта и воды при Q = 0,004 мл/мин. Первые три изображения (рис. 3 *а, б, в*) демонстрируют интерференционную картину и соответствующие ей свернутую разность фаз и OPD. Четвертый кадр (рис. 3 *г*) представляет собой свернутую разность фаз опорного изображения. Пятый кадр (рис. 3 *д*) демонстрирует поле OPD, полученное после вычитания OPD, соответствующего опорному изображению.

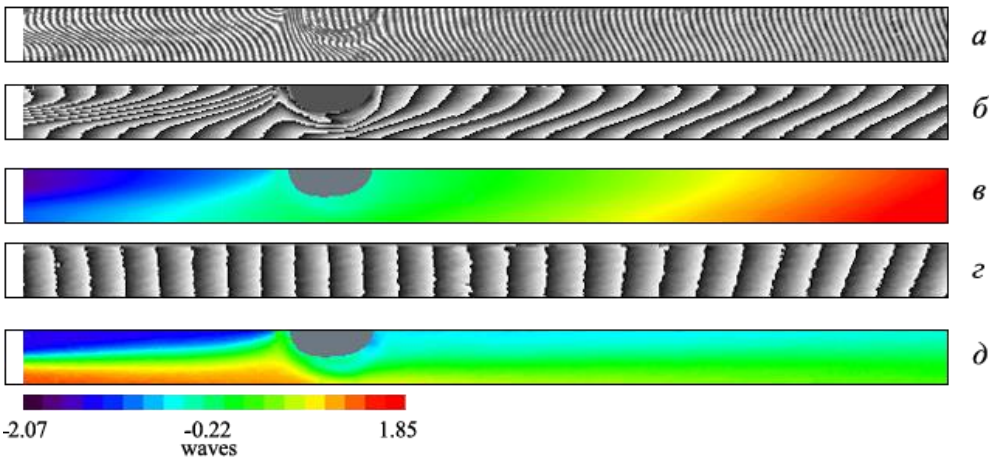


Рис. 3. Основные этапы обработки изображения на примере анализа интерферограммы, полученной при расходе Q = 0,004 мл/мин: *а* – интерференционная картина в полосах равной ширины; *б* – свернутая разность фаз; *в* – поле OPD; *г* – свернутая разность фаз для опорного изображения; *д* – поле OPD, полученное после вычитания OPD опорного изображения. Положение пузыря x = 1.1 см, размер пузыря s = 0.47. Черной рамкой обозначена рабочая область канала в соответствии с выбранным положением координатных осей, представленных на схеме на рис. 1. Вертикальный размер каждого изображения 0,2 см

Расчет изменения перепада концентрации

Для любого вертикального сечения полученного двумерного поля OPD можно рассчитать распределение показателя преломления $n(z)$. Затем при использовании

зависимости показателя преломления от концентрации $n(C)$ для каждого вертикального сечения можно получить концентрационные профили $C(z)$, по которым далее производить расчет значения перепада концентраций ΔC. На рис. 4 представлены зависимости, полученные для экспериментов, выполненных при одинаковых начальных параметрах (расход Q = 0,004 мл/мин, концентрация спирта C = 9,6%, положение пузырька x = 1,1 см), но при различном размере газового включения. На графике заштрихованной областью показана область положения пузыря, на которую при обработке накладывалась маска и расчет OPD не производился. Также маска накладывалась на начальный участок канала. В этом месте градиент концентрации максимальный и не для всех экспериментальных реализаций удается разрешить эту область. Хорошо видно, что в начале канала жидкости слабо перемешиваются за счет процесса диффузии. По мере приближения к пузырьку смешение интенсифицируется за счет включения конвективного механизма. Анализ показал, что с увеличением размера пузырька процесс смешения ускоряется. Это обусловлено тем фактом, что интенсивность концентрационно-капиллярной конвекции возрастает с увеличением площади поверхности.

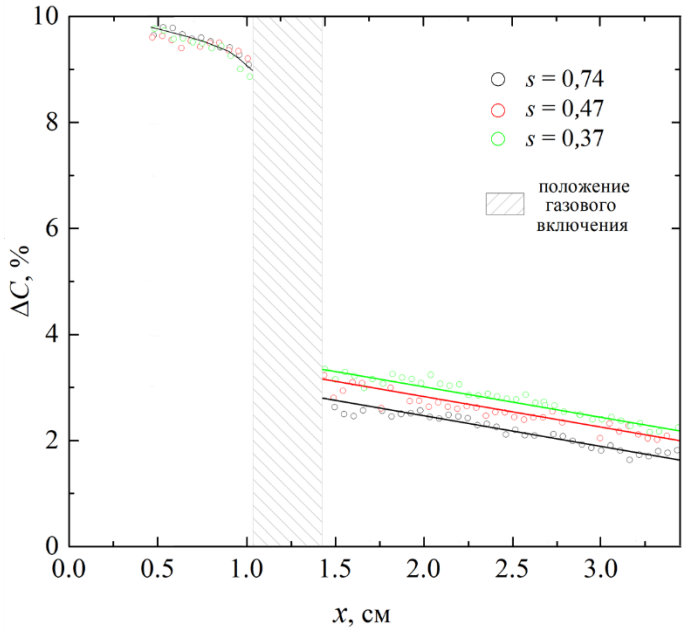


Рис. 4. Зависимости, характеризующие изменение начального перепада концентрации между прокачиваемыми жидкостями вдоль канала, полученные для различных размеров газовых включений. Параметры эксперимента: расход Q = 0,004 мл/мин, концентрация спирта C = 9,6%, положение пузырька x = 1,1 см

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью оптической интерферометрии экспериментально исследована возможность использования концентрационно-капиллярного механизма Марангони в роли бесконтактного перемешивателя жидкостей в проточных микрореакторных системах. Показано, что, несмотря на малые размеры канала разрешающей способности экспериментальной установки достаточно для получения качественной визуализации процесса смешения двух жидкостей в проточном микроканале. По полученным интерферограммам с помощью метода фазового сдвига построены двумерные поля оптической разности хода, а также рассчитаны другие важные характеристики задачи, такие как распределение показателя преломления и концентрации растворенного вещества. Полученные количественные данные были использованы для построения зависимостей изменения начального перепада концентрации вдоль канала, характеризующих степень смешения прокачиваемых жидкостей. Таким образом, с помощью интерферометрического метода удалось продемонстрировать эффективность работы микроперемешивателя, основанного на эффекте Марангони.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 19-11-00133.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Reschetilowski W.** Microreactors in preparative chemistry: practical aspects in bioprocessing, nanotechnology, catalysis and more. Weinheim, Germany: John Wiley & Sons, 2013. 352 p.
2. **Jensen K.F.** Microreaction engineering – is small better? // Chem. Eng. Sci. 2001. Vol. 56. P. 293-303.
3. **Hessel V. L., Holger–Schönfeld F.** Micromixers – a review on passive and active mixing principles // Chem. Eng. Sci. 2005. Vol. 60. P. 2479-2501.
4. **Рудяк В.Я., Минаков А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А.** Моделирование течений в микромиксерах // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 4. С. 601-612.
5. **Cai G., Xue L., Zhang H., Lin J.** A review on micromixers // Micromachines. 2017. Vol. 8. No. 9. P. 274.
6. **Рудяк В.Я., Анискин В.М., Кузнецов В.В., Маслов А.А., Минаков А.В., Миронов С.Г.** Моделирование микро- и нанотечений. Новосибирск: Издательство НГАСУ (Сибстрин), 2014. 340 с.
7. **Tian Y., Chen X., Zhang S.** Numerical Study on Bilateral Koch Fractal Baffles Micromixer // Microgravity Sci. Technol. 2019. Vol. 31. P. 833-843.
8. **Siraev R., Ilyushin P., Bratsun D.** Mixing control in a continuous-flow microreactor using electro-osmotic flow // Math. Model. Nat. Phenom. 2021. Vol. 16. P. 49.
9. **Bratsun D., Siraev R., Pismen L., Mosheva E., Shmyrov A., Mizev A.** Mixing Enhancement By Gravity-dependent Convection in a Y-shaped Continuous-flow Microreactor // Microgravity Science and Technology. 2022. Vol. 34. N. 5. P. 90.
10. **Almarcha C., Trevelyan P.M.J., Riolfo L.A., Zalts A., El Hasi C., D'Onofrio A., De Wit A.** Active role of a color indicator in buoyancy-driven instabilities of chemical fronts // The Journal of Physical Chemistry Letters. 2010. Vol. 1. N. 4. P. 752-757.
11. **Mialdun A., Shevtsova V.** Digital Interferometry as a Powerful Tool to Study the Thermodiffusion Effect. // Comptes Rendus Mecanique. 2011. Vol. 339. P. 362-368.
12. **Kostarev K., Shmyrov A., Zuev A., Viviani A.** Convective and diffusive surfactant transfer in multiphase liquid systems // Experiments in fluids. 2011. Vol. 51. P. 457-470.

Mosheva E.A.[1, 2], Shmyrov A.V.[1, 2], Mizev A.I.[1, 2]

[1] Perm National Research Polytechnic University,
Russia, 614990, Perm, Komsomolsky prospekt st., 29
[2] Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy of Science,
Russia, 614990, Perm, Akademika Koroleva st., 1, E-mail: mosheva@icmm.ru

INTERFEROMETRIC METHOD TO CONTROL THE MIXING OF REAGENTS IN CONTINUOUS-FLOW MICROCHANNELS

ABSTRACT

The prospects for using the concentration-capillary mechanism of Marangoni as an instrument for the fluids mixing in the continuous-flow microreactors are experimentally studied. Our experiments were carried out in a microchannel with a T-shaped mixer. Mixable liquids are pumped through the channels by means of a pump with a constant volume flow. A less dense aqueous solution of isopropyl alcohol was supplied through the upper part of the channel, and water was supplied through the lower part. There were additional inlets along the microchannel. The inlets were used to create a gas bubble by independent air supply. The bubble formed a liquid-gas interface and triggered the concentration-capillary mechanism of convection inside the channel. Because alcohol is a surfactant, it lowers the surface tension of the solution. As a result, a surface tension gradient forms along the bubble surface. It initiates an intense convective flow, which enhances the mixing process. We investigated how the initial difference in fluid concentrations changes along the channel. This information made it possible to estimate the degree of mixing of pumped liquids. For these purposes, a Fizeau interferometer was used. We reconstructed the refractive index field due to concentration inhomogeneities using the spatial phase shift method. All stages of interferogram processing were implemented using the IntelliWave program (Mahr GmbH, Germany). First, we subtracted the reference image. The interferogram of a microchannel filled only with water played a role of the reference image. The subtraction made it possible to avoid the problems associated with the non-ideal plane-parallel geometry of the microchannel. Next, we plotted two-dimensional field of the wrapped phase difference and optical path difference (OPD). The distribution of the refractive index was calculated for each vertical section of the OPD field. After that we calculated the distribution of the refractive index and the corresponding concentration profile. The data obtained made it possible to evaluate the efficiency of mixinging by analysis of a change the value of the concentrations difference throughout the channel. The paper presents the results obtained for various volumetric flow rates, bubble sizes and positions. We discussed in detail the methodology for conducting the experiment and processing interferograms.

MICROCHANNEL, MARANGONI CONVECTION, CONCENTRATION-CAPILLARY CONVECTION, INTERFACE, INTERFEROMETRY

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 621.3.038.8

Зверев П.Г.[1,2]

[1] *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, д.38, E-mail: zverev@lst.gpi.ru*
[2] *Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14*

ЛАЗЕРЫ ВИДИМОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ИОНОВ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВО ФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

АННОТАЦИЯ

В работе обсуждаются возможности создания и использования твердотельных лазеров на основе ионов редкоземельных элементов в качестве эффективных, компактных, надежных источников когерентного лазерного излучения в видимом спектральном диапазоне для оптической интерферометрии. Рассмотрены характеристики энергетических переходов в ионах Pr^{3+}, Sm^{3+}, Er^{3+}, Ho^{3+}, Tm^{3+}, Tb^{3+}, которые дают лазерное излучение в видимой области спектра и механизмы их возбуждения. Фторидные кристаллы, обладающие коротким фононным спектром, малой силой кристаллического поля и большой шириной запрещенной зоны являются перспективными матрицами для активных элементов таких лазеров.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ, ФТОРИДНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ФТОРИД КАЛЬЦИЯ, ИОНЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ТЕРБИЙ, ОПТИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Разнообразие кристаллических сред и ионов-активаторов редкоземельных элементов (РЗЭ) дает возможность получать лазерную генерацию в широком диапазоне спектра. Однако, остается актуальной задача поиска новых лазерных сред, которая заключается в целенаправленном подборе лазерно-активных ионов и матриц, комбинация которых обладала бы требуемыми свойствами. В последнее время в связи с широким распространением полупроводниковых систем накачки возникла возможность создавать эффективные, компактные, полностью твердотельные источники когерентного лазерного излучения, работающие в видимой спектральной области, для оптической интерферометрии [1].

Твердотельные лазеры с диодной накачкой обычно работают в ближней инфракрасной области спектра, а излучение в видимой области получают путем нелинейного преобразования в соответствующие гармоники, а также при параметрической генерации света [2]. Такие системы получаются сложными, требующими температурной стабилизации, поддержания условий фазового синхронизма. В связи с этим в последнее время наблюдается рост интереса к лазерам, генерирующим непосредственно в видимом спектральном диапазоне. Эти устройства можно сделать компактными, эффективными, надежными и удобными для

практических применений [3]. Они могут использоваться в науке и технике, в системах экологического контроля, медицинской диагностики, лазерных проекторах и пр. [4-6].

Для диагностики потоков и неоднородности жидкостей и газов широко используются известные методы оптической интерферометрии. Так для визуализации потока в аэродинамических трубах, для измерения вариаций давления, плотности и температуры в газах часто используется интерферометр Маха — Цендера, обладающий относительно большим и доступным рабочим пространством в сигнальном плече [7]. Для получения высокой чувствительности и пространственного разрешения в них, как правило, используются громоздкие газовые лазеры, имеющие высокую степень пространственной и временной когерентности, работающие в области высокой чувствительности кремниевых приемников 400-900 нм.

К настоящему времени создан целый спектр компактных полупроводниковых лазеров, работающих в видимом и ближнем инфракрасном спектральных областях. Известны высокоэффективные полупроводниковые лазеры на основе GaAs в области 800-1000 нм, которые обладают используются повсеместно от пультов дистанционного управления, до систем оптического возбуждения иттербиевых и неодимовых лазеров; созданы полупроводниковые лазеры и диоды на основе InGaN в синем спектральном диапазоне, которые являются основой для производства современных светодиодных ламп. Однако, полупроводниковые лазеры обладают ограничениями, связанными с пространственной расходимостью, ограниченной пиковой мощностью, плохой спектральной стабильностью, низкой когерентностью. В данной работе рассмотрены перспективные эффективные твердотельные источники лазерного излучения на основе ионов РЗЭ, работающих в видимой спектральной области.

ИОНЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ВИДИМЫХ ЛАЗЕРОВ

В ионах РЗЭ Pr^{3+}, Sm^{3+}, Dy^{3+}, Tb^{3+}, Ho^{3+}, Er^{3+} существуют энергетические переходы, которые могут сразу дать лазерное излучение в видимой области спектра. Проблема заключается в том, что для возбуждения этих ионов на вышележащие уровни необходимо использовать фотоны из синей и ультрафиолетовой спектральных областей, которые могут попадать в область фундаментального поглощения матрицы. Кроме этого, у них могут быть низкие значения сечений поглощения и люминесценции, низкая квантовая эффективность, большое время жизни нижнего лазерного уровня.

Наиболее перспективные ионы РЗЭ, работающие в видимой области спектра, представлены в таблице 1 и рис. 1. В ионе Pr^{3+} верхний метастабильный лазерный уровень может быть эффективно возбужден современными синими лазерными диодами на уровень $^3P_2$ с последующей быстрой релаксацией на уровень $^3P_0$. Разнообразие нижних лазерных уровней дает целый спектр длин волн генерации в видимой области спектра в области 480-700 нм; конкретные длины волн, время жизни верхнего лазерного уровня и коэффициенты ветвления люминесценции отличаются в зависимости от матрицы активного элемента. Другим известным РЗЭ ионом для видимого диапазона является ион Sm^{3+}. Возбуждение верхнего лазерного уровня происходит в широкую полосу поглощения с энергией больше 20000 $см^{-1}$. Спектр длин волн генерации с уровня $^4G_{5/2}$ простирается от 560-700 нм.

В ионах Er^{3+}, Ho^{3+}, Tm^{3+} большой спектр энергетических уровней позволяет использовать как прямое возбуждение синими лазерными диодами на верхние лазерные уровни $^4S_{3/2}$, $^4S_2 + {}^5F_4$ и $^1G_4$ или $^5D_4$, соответственно, так и путем многоступенчатого возбуждения инфракрасными диодами, как например в ионах Tm^{3+}. В этих РЗЭ ионах генерация получена на длинах волн 481, 552, 540, 690, 740, 850 нм. Небольшой энергетический зазор в этих кристаллах между верхним лазерным и ниже лежащими уровнями приводит к высокой вероятности безизлучательной релаксации и уменьшению времени жизни верхнего лазерного уровня. Это приводит к снижению эффективности генерации таких лазеров. Необходимо отметить, что многочисленные уровни, лежащие выше верхнего лазерного

уровня, наблюдаемые в ионах Sm^{3+}, Er^{3+}, Ho^{3+}, препятствуют получению эффективной лазерной генерации за счет высокой вероятности ап-конверсионных процессов, когда лазерный фотон поглощается ионом, находящимся в возбужденном состоянии, с последующим обратным безизлучательным переходом с разменом возбуждения на фононы решетки.

Особый интерес представляет ион Tb^{3+}, в котором верхний лазерный уровень $^5D_4$ достаточно изолирован от близлежащих уровней, что обуславливает его большое время в несколько миллисекунд. Оптическая накачка на уровень $^5D_3$ синим лазерным диодом и последующая безизлучательная релаксация позволяет эффективно возбудить уровень $^5D_4$ и получить лазерную генерацию при переходе на мультиплеты нижнего уровня ^4F с получением лазерной генерации на длинах волн от 485 до 680 нм.

Важной характеристикой лазерно-активных ионов является время жизни возбуждения на нижнем лазерном уровне. Очевидно, что в случае, когда лазерная генерация идет на основной энергетический уровень или его Штарковские компоненты, лазер будет работать по трех- или квази- четырехуровневой схеме. Однако, может быть и другая ситуация, как в ионах Er^{3+} и Tm^{3+}, когда за счет большого энергетического зазора расселение нижнего уровня идет медленнее, чем релаксация возбуждения с верхнего лазерного уровня. В этом случае генерационный переход в этом случае называется самоограниченным, и инверсия населенности может быть создана только в импульсном режиме.

Табл. 1. Спектральные характеристики некоторых ионов РЗЭ, работающих в лазерах видимого спектрального диапазона

Активный ион	Длина волны генерации (нм)	Длина волны накачки (нм)	Ссылка
Pr^{3+}	480, 520, 605, 640, 700, 720	450, 480	[8]
Sm^{3+}	560, 600, 640, 700, 770	416, 440, 475	[9]
Er^{3+}	550, 850	790, 970	[10]
Ho^{3+}	540, 740	450, 480	[11]
Tm^{3+}	480, 690	470, 1120	[12]
Tb^{3+}	485, 540, 585, 620, 640-680	380, 485	[13]

МАТРИЦЫ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ВИДИМЫХ ЛАЗЕРОВ

В настоящее время в качестве матриц активных сред твердотельных лазеров используются оксидные и фторидные кристаллы и стекла. Последние являются неупорядоченными средами и приводят к сильному неоднородному уширению энергетических уровней ионов РЗЭ и соответственно широким спектральным линиям лазеров, что не подходит для применения в оптической интерферометрии. Оксидные упорядоченные кристаллы дают узкие спектральные линии. Они обычно выращиваются из расплава по методу Чохральского, который позволяет получать кристаллы большого размера и высокого оптического качества и обладают хорошими тепловыми и механическими свойствами. Основной недостаток оксидных кристаллов – тушение люминесценции, связанное с большой вероятностью безизлучательных переходов из-за протяженного фононного спектра, что ограничивает допустимые концентрации легирующих примесей. Другой недостаток связан с краем фундаментального поглощения, который ограничивает использование источников возбуждения в ультрафиолетовой и синей спектральных областях. Поэтому в последнее время широкое применение нашли фторидные кристаллы. Обычно их выращивают методом Бриджмена, они менее подвержены концентрационному тушению люминесценции, чем

оксиды, хотя по тепловым и механическим свойствам им несколько уступают. Фторидные кристаллы обладают малой энергией фононов и силой кристаллического поля, а также большей шириной запрещенной зоны по сравнению с большинством оксидных кристаллов. Это позволяет реализовать в них не только прямое возбуждение ионов РЗЭ синими диодами, но и за счет процессов ап-конверсии, то есть преобразования нескольких фотонов с меньшей энергии в фотон с большей энергией, при использовании со-активированных кристаллов.

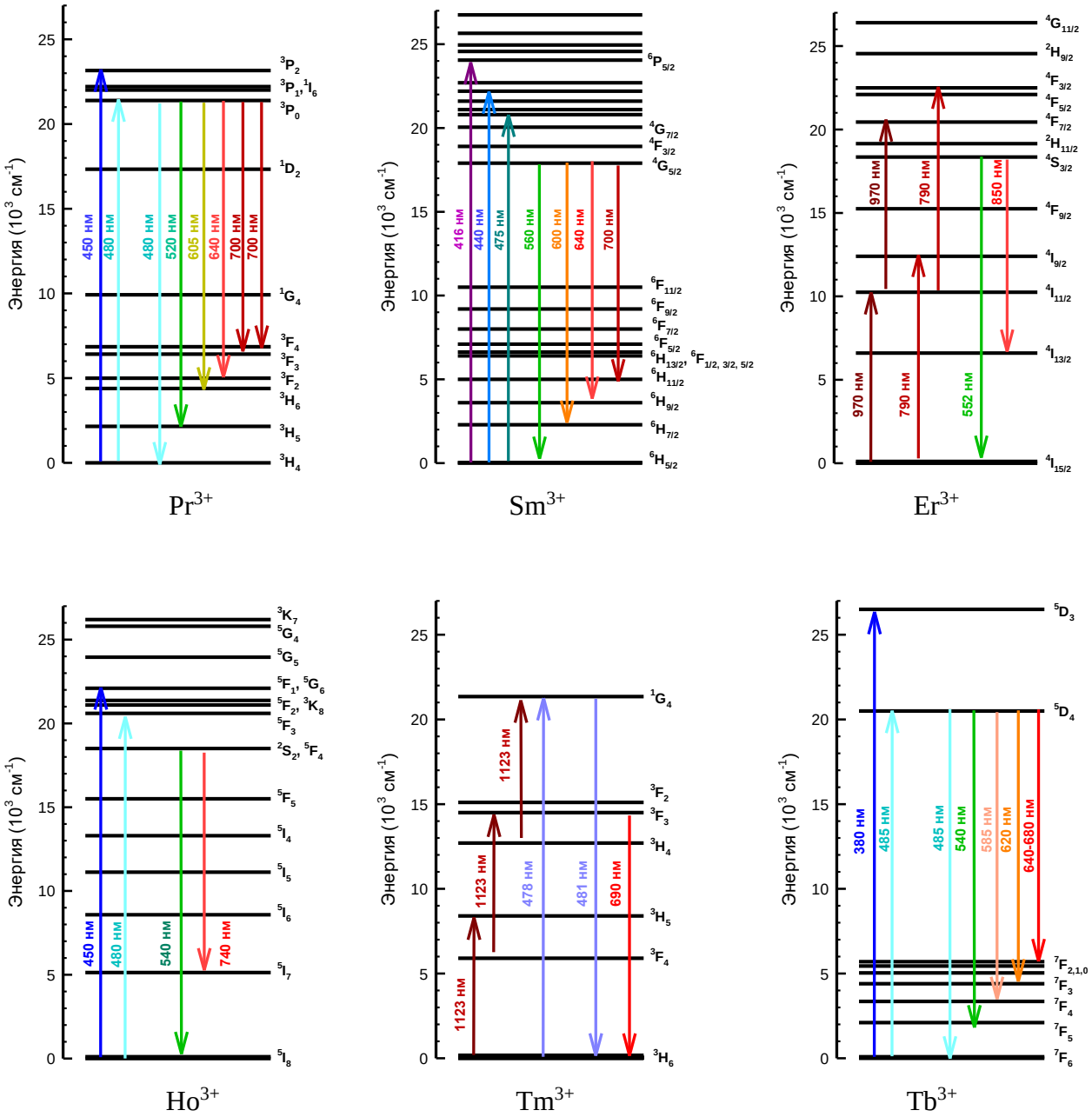


Рис. 1. Схемы энергетических уровней ионов Pr^{3+}, Sm^{3+}, Er^{3+}, Ho^{3+}, Tm^{3+}, Tb^{3+}, использующихся в лазерах видимого спектрального диапазона. Стрелками обозначены типичные каналы возбуждения верхних лазерных уровней и каналы генерации ионов в видимой области спектра

Перспективными для создания лазеров видимого спектрального диапазона являются кристаллы фторидов, в частности, щелочноземельные фториды со структурой флюорита, типа CaF_2 и их смешанные растворы, двойные фториды иттрия - лития $YLiF_4$ (YLF) и их аналоги, активированные редкоземельными ионами. Эти кристаллы прозрачны в области спектра примерно 0,1÷7,5 мкм, фото-, термо- и радиационно устойчивы, имеют низкое значение

нелинейного показателя преломления, технологичны. Редкоземельные ионы в кристаллах двойных фторидов изоморфно замещают ионы Y^{3+}, причем для некоторых РЗЭ замещение возможно вплоть до 100 % без ухудшения оптического качества.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные твердотельные лазеры с диодной накачкой обладают рядом преимуществ по сравнению с газовыми, полупроводниковыми и традиционными твердотельными системами с газоразрядными лампами. Они обладают большей эффективностью, так как КПД преобразования электрической энергии в оптическую в твердотельных лазерах с диодной накачкой может превышать 20 %, что часто на порядок больше, чем в лазерах с ламповой накачкой или в газовых лазерах. Это в свою очередь ослабляет требования к электрическим системам управления и снижает тепловые нагрузки. Разнообразие лазерно-активных ионов РЗЭ и современных лазерных диодов позволяет с одной стороны получить излучение лазера на оптимальной длине волны для конкретного применения, а с другой стороны, подобрать под линию поглощения активного иона лазерный диод с соответствующей длиной волны излучения, что обеспечивает высокую эффективность работы системы в целом. Благодаря высокой стабильности современных лазерных диодов, используемых для накачки, амплитудная и частотная стабильность твердотельных лазеров с диодной накачкой может составлять доли процента. Заметим, что продольная схема накачки позволяет реализовать очень компактные лазерные системы, значительно меньше систем с ламповой накачкой и газовых лазеров, что позволяет их встраивать в сложные оптические комплексы. В целом можно заключить, что твердотельные лазеры с диодной накачкой, обладая достоинствами как твердотельных, так и полупроводниковых лазеров, перспективны для использования в системах оптической интерферометрии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда, грант № 23-29-00627.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нгуен В.Т., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В.** Двухлучевые лазерные интерферометры. М.: Издательство МЭИ, 2011. 80 с.
2. **Pelle F.** Lasers based on nonlinear effects // Handbook of Laser Technology and Applications. 2003. P. 431.
3. **Xu B., Zhang T., Zou J.H., Luo Z.** Research progress of direct generation lasers in visible spectral range // Journal of Xiamen University (Natural Science). 2021. V. 60. № 3. P. 484-496.
4. **Pan Y.L., Hill S.C., Pinnick R.G., Huang H., Bottiger J.R., Chang R.K.** Fluorescence spectra of atmospheric aerosol particles measured using one or two excitation wavelengths: Comparison of classification schemes employing different emission and scattering results // Optics Express. 2010. V. 18. № 12. P. 12436-12457.
5. **Van Kets V., Karsten A., Davids L.M.** Laser light activation of a second-generation photosensitiser and its use as a potential photomodulatory agent in skin rejuvenation // Lasers in medical science. 2013. V. 28. P. 589-595.
6. **Zhu L., Dong Z., Zou J., Deng L., Li T., Chen Y., Gu C., Xu L., Luo Z.** Potential application of a green fiber laser in laser display systems // Applied Optics. 2023. V. 62. P. 4102-4109.
7. **Gao S., Zhang W., Zhang H., Geng P., Lin W., Liu B., Bai Z., Xue X.** Fiber modal interferometer with embedded fiber Bragg grating for simultaneous measurements of refractive index and temperature // Sensors and Actuators B: Chemical. 2013. V. 188. P. 931-936.

8. **Tanaka H., Kalusniak S., Badtke M., Demesh M., Kuleshov N.V., Kannari F., Kränkel C.** Visible solid-state lasers based on Pr^{3+} and Tb^{3+} // Progress in Quantum Electronics. 2022. V. 84. P. 100411.
9. **Marzahl D.T., Metz P.W., Kränkel C., Huber G.** Spectroscopy and laser operation of Sm 3+-doped lithium lutetium tetrafluoride ($LiLuF_4$) and strontium hexaaluminate ($SrAl_{12}O_{19}$) // Optics Express. 2015. V. 23. № 16. P. 21118-21127.
10. **Moglia F., Müller S., Reichert F., Metz P.W., Calmano T., Kränkel C., Heumann E., Huber G.** Efficient upconversion-pumped continuous wave Er^{3+}: $LiLuF_4$ lasers // Optical Materials. 2015. V. 42. P. 167-173.
11. **Reichert F., Moglia F., Metz P. W., Arcangeli A., Marzahl D.T., Veronesi S., Parisi D., Fechner M., Tonelli M., Huber G.** Prospects of Holmium-doped fluorides as gain media for visible solid state lasers // Optical Materials Express. 2015. V. 5. № 1. P. 88-101.
12. **Paschotta R., Moore N., Clarkson W.A., Tropper A.C., Hanna D.C., Mazé G.** 230 mW of blue light from a thulium-doped upconversion fiber laser // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1997. V. 3. № 4. P. 1100-1102.
13. **Metz P.W., Marzahl D.T., Majid A., Kränkel C., Huber G.** Efficient continuous wave laser operation of Tb^{3+}-doped fluoride crystals in the green and yellow spectral regions // Laser & Photonics Reviews. 2016. V. 10. № 2. P. 335-344.

Zverev P.G.[1,2]

[1] Prokhorov General Physics Institute of RAS, Russia, 119991, Moscow, Vavilov str., 38, E-mail: zverev@lst.gpi.ru
[2] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14

VISIBLE SPECTRAL RANGE LASERS BASED ON IONS OF RARE EARTH ELEMENTS IN FLUORIDE CRYSTALS FOR OPTICAL INTERFEROMETRY

ABSTRACT

The paper describes the possibilities of creating and using solid-state lasers based on ions of rare-earth element as efficient, compact, reliable sources of coherent laser radiation in the visible spectral region for optical interferometry. The characteristics of energy transitions in the ions Pr^{3+}, Sm^{3+}, Er^{3+}, Ho^{3+}, Tm^{3+}, Tb^{3+}, which give laser radiation in the visible region and the mechanisms of their excitation are considered. Fluoride crystals with a short phonon spectrum, a low crystal field strength and a large band gap are promising matrices for the active elements of such lasers.

SOLID-STATE LASERS, FLUORIDE CRYSTALS, CALCIUM FLUORIDE, RARE EARTH ELEMENT IONS, TERBIUM, OPTICAL INTERFEROMETRY

Секция 2

Теневые и рефрактометрические методы

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.54

Чашечкин Ю.Д.

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Россия,
119526, Москва, проспект Вернадского 101/1, E-mail:yulidch@gmail.com

ТЕНЕВАЯ И ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТЕЙ

АННОТАЦИЯ

Изучение визуальных образов течений активизировалось в последние годы в связи с совершенствованием источников и приемников света. Новые качества приобретают как классические теневые приборы серии ИАБ, так и оригинальные разработки. Подбор формы источника и визуализирующей диафрагмы позволяет регистрировать поля различных компонентов градиента коэффициента преломления и плотности в стратифицированных течениях (приводятся примеры). Для визуализации переноса вещества из компактного источника применяется анодное окисление олова – электролитическая преципитация. Прослежена структура картины обтекания горизонтально движущейся сферы в широком диапазоне параметров.

ТЕНЕВЫЕ ПРИБОРЫ, СТРАТИФИКАЦИЯ, ПЛОТНОСТЬ, СЛЕД, ЛИГАМЕНТЫ, ВОЛНЫ

ВВЕДЕНИЕ

Методика теневых наблюдений, которая первоначально создавалась для контроля оптических инструментов [1], в конце XIX века стала применяться в физических исследованиях. Широкому распространению теневых приборов в середине прошлого века способствовало бурное развитие авиации, потребовавшее обеспечения безопасности и устойчивости летательного аппарата во всем диапазоне режимов полета – при дозвуковых, транс-, сверх- и гиперзвуковых скоростях. Здесь можно отметить, что пока еще не все замечательные наблюдения теневых картин, сделанные в аэродинамических экспериментах еще в сороковые годы прошлого века [2], получили адекватное математическое описание. По мере расширения исследований теневые инструменты также быстро совершенствовались и адаптировались для изучения течений в аэродинамических трубах [3], баллистических трассах [4], в естественных условиях – в атмосфере и океане [5]. Для расширения функциональных возможностей инструментов наряду с традиционными моно- и полихроматическими источниками света и классическими диафрагмами, формирующими теневые изображения, стали применяться лазерные и светодиодные осветители, поляризационные. фотохромные и полихромные светофильтры различной формы [6].

Изобретенные для аэродинамических исследований теневые приборы с некоторым запаздыванием стали модифицироваться для изучения течений в стратифицированных лабораторных бассейнах. В установках с солевой стратификацией, где вариации показателя коэффициента преломления на порядки больше, чем в воздухе [7], естественная дисперсия света составила основу высокочувствительного цветного теневого метода [8]. Высокая

химическая активность раствора поваренной соли была использована при создании метода электролитической преципитации – анодного окисления сплавов на основе олова или свинца – аналога метода задымления в аэродинамических трубах [9].

Повышению интереса к применению теневых методов в аэро- и гидродинамических исследованиях способствует прогресс в развитии теоретической механики жидкостей. В настоящее время течение определяется как перенос независимых фундаментальных физических величин – плотности, импульса и энергии [10]. Анализ теневых изображений, визуализирующих поля различных компонентов градиента коэффициента преломления, позволяет получить ценную информацию о динамике и тонкой структуре течений с разрешением, недостижимым для других инструментов. Отмеченное в опытах различие визуализируемых картин распределений вещества и скоростей течений поставило под сомнение универсальность гипотезы «пассивности примеси».

Рассмотрение системы фундаментальных уравнений методами теории сингулярных возмущений с учетом условия совместности показывает, что в течениях вязких жидкостей, наряду с такими хорошо изученными крупномасштабными компонентами, как волны, вихри, струи или следы, присутствуют и лигаменты – тонкие прослойки и протяженные волокна [8, 10]. Их поперечные масштабы, которые определяются диссипативными кинетическими коэффициентами и главными параметрами процессов, такими, как частота волны, скорость потока или время его формирования, как правило, невелики. Малость поперечных масштабов структур, их быстрая изменчивость делают оптические методы безальтернативными при изучении динамики картин течений жидкостей и газов. Необходимость реализации требований теории в части временного и пространственного разрешения инструментов предъявляет высокие требования к оптическому качеству установок, которые постепенно были созданы в известных исследовательских центрах, таких ФГУП «Крыловский государственный научный центр», ИПМех РАН, ИТПМ СО РАН, ФАО "Центральный аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е. Жуковского" и многих других.

КОМПЛЕКС УНИКАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ УСТАНОВОК «ГФК ИПМЕХ РАН»

Выбор системы фундаментальных уравнений механики неоднородных жидкостей, все уравнения которой были приведены еще в первом издании трактата [11], в качестве основы методик теоретических и экспериментальных исследований, позволяет проводить прямое сравнение данных расчетов и наблюдений без привлечения дополнительных гипотез, физических величин и констант. С учетом требований [10] создан Комплекс уникальных исследовательских установок «ГФК ИПМех РАН», включающий бассейны с оптическими стеклами, устройства создания и контроля стратификации, вспомогательные механизмы и устройства, теневые приборы ИАБ-451, ИАБ-458, ИАБ-463. Комплекс предназначен для изучения широкого класса течений – струй, следов, гравитационных, капиллярных и акустических волн, внутренних и трансграничных процессов переноса вещества [12].

Малость вариаций температуры и большая теплоемкость воды позволяет пренебречь процессами тепловыделения при медленных течениях жидкостей, а также и эффектами сжимаемости. В этих предположениях плотность жидкости зависит только от солености – концентрации растворенных веществ (в опытах обычно используется раствор поваренной соли). Коэффициент преломления раствора соли связан с плотностью линейным соотношением [7], что существенно упрощает интерпретацию результатов наблюдений, проведение сравнений с расчетами. В пренебрежении эффектами теплопередачи и сжимаемости система фундаментальных уравнений [10, 11] принимает вид:

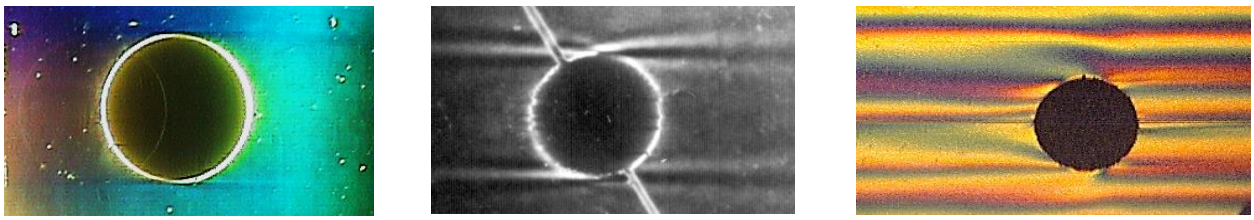
$$\rho = \rho_{00}\left(\exp\left(-z/\Lambda\right) + s\right), \quad \operatorname{div}\mathbf{v} = 0,$$
$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \left(\mathbf{v}\nabla\right)\mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_{00}}\nabla P + \nu\Delta\mathbf{v} - \left(s\right)\mathbf{g}, \ \frac{\partial s}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla s = \kappa_S \Delta s + \frac{v_z}{\Lambda} \qquad (1)$$

здесь $\rho_{00} = \rho_0\left(0,0\right)$ – невозмущенная плотность на отсчетном горизонте, $s\left(x, z, t\right)$ – возмущение солености (стратифицирующего компонента), включающее коэффициент солевого сжатия, $\mathbf{v}(x, z, t) = \left(v_x, v_z\right)$ – индуцированная скорость, P – давление за вычетом гидростатического, $\nu = 0{,}01$ см^2/с, $\kappa_s = 1{,}41 \cdot 10^{-5}$ см^2/с – коэффициенты кинематической вязкости и диффузии соли, соответственно, t – время, ∇ и Δ – операторы Гамильтона и Лапласа. В единой постановке рассматриваются течения стратифицированных сред – *сильно* (масштаб плавучести $\Lambda = \left|d\ln\rho / dz\right|^{-1} =$ 9,8 м, частота $N = \sqrt{g/\Lambda} = 1{,}0\ c^{-1}$, $T_b = 2\pi/N =$ 6,28 с) и *слабо* (Λ = 24 км, N =0,02 c^{-1}, T_b = 5,2 мин), а также *потенциально однородных сред*, когда эффекты плавучести учтены в теории, но экспериментально не наблюдаемы – $\Lambda = 10^8$ км, $N = 10^{-5}$ с$^{-1}$ и T_b = 7,3 дня, и *актуально однородных при* $\Lambda = \infty$, $N = 0$ с$^{-1}$ и $T_b = \infty$, когда плотность жидкости постоянна. Система, дополненная физически обоснованными граничными и начальными условиями [11], характеризуется обширными наборами временных и пространственных масштабов. Крупные собственные масштабы определяют размер поля наблюдения. Тонкие масштабы диссипативной природы задают требования к временной и пространственной разрешающей способности инструментов. Следует подчеркнуть, что система (1), как и полня фундаментальная система в целом, параметрически и масштабно инвариантна и описывает одни и те же элементы во всем диапазоне параметров ее применимости. Выделение тех или иных компонентов и степень их выраженности определяются метрологическими свойствами инструментов – порогом чувствительности по сравнению с типичными вариациями значений, пространственным и временным разрешением по сравнению с собственными масштабами изменчивости наблюдаемой величины.

Универсальный набор собственных решений системы (1) сохраняется всех любых значениях размерных и безразмерных параметров. В него входят крупномасштабные компоненты – волны, вихри, струи, следы, а также тонкие дополнения – лигаменты двух видов – двумерные в форме оболочек крупных компонентов (вихрей или групп волн), а также одномерные в виде тонких волокон – филаментов [10]. Число тонких прослоек, существующих даже в покоящейся жидкости в форме течений, индуцированных диффузией на непроницаемом для вещества препятствии, растет с увеличением скорости тела по мере усложнения структуры течения. В качестве примера рассматривается эволюция картины стратифицированного течения около равномерно движущейся сферы вдоль горизонтальной траектории в экспоненциально стратифицированной жидкости – водном растворе поваренной соли с переменной концентрацией по глубине.

Типичные картины стратифицированного течения около сферы показаны на рис. 1 и 2. Здесь течения, индуцированные диффузией на неподвижной погруженной сфере, образуют осесимметричную систему чередующихся прослоек около полюсов – предельно удаленных по вертикали точек тела.

При движении сферы с малой скоростью симметрия нарушается – перед телом «накапливается» заблокированная жидкость с пониженным градиентом плотности. Около полюсов, в областях с повышенным градиентом плотности формируются присоединенные внутренние волны с обращенными вперед фазовыми поверхностями – гребнями и впадинами волн. След за телом оконтурен тонкими высокоградиентными оболочками (рис. 1в).



А) **Б)** **В)**

Рис. 1. Теневые фотографии картины течения около неподвижной и медленно движущейся сферы в непрерывно стратифицированной жидкости с $T_b = 6$ с: а, б – диаметр $D = 5$ см; в – $D = 4$ см, $U = 0{,}06$ см/с

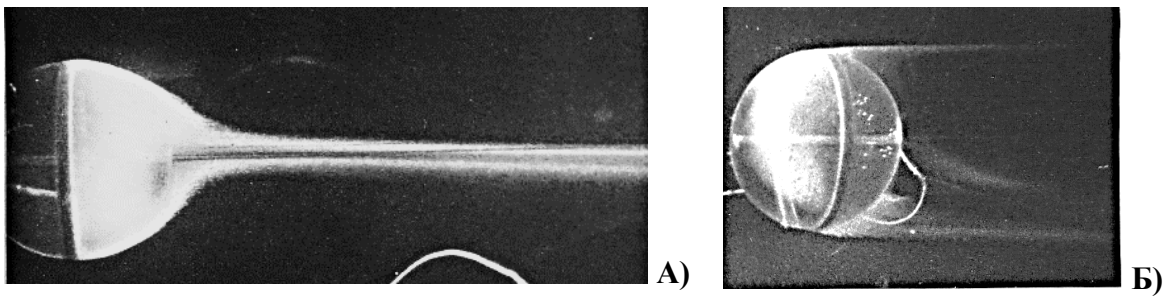
С увеличением скорости структурные компоненты течения становятся более выраженными, а границы на рис. 2, визуализированные лигаментами, – более четкими. В теневых картинах течения, создаваемого в бассейне равномерно движущейся сферой, с визуализирующими вертикальной осветительной щелью и ножом Фуко, выделены заблокированная жидкость перед телом, последовательность периодических внутренних волн, плотностной след и плавное сдвиговое течение на его верхних и нижних границах, которое показывают плотностные метки – следы за вертикально всплывающими газовыми пузырьками (рис. 2а).

В цветном теневом изображении, в дополнение к указанным компонентам, визуализированы тонкие структуры на границе области блокировки и отрыва оболочки плотностного следа (рис. 2б). С ростом скорости тела усложняется структура всех компонентов течения. Форма гребней и впадин внутренних волн искажается примыкающими сдвиговыми течениями. Внутри плотностного следа формируется собственная система внутренних волн, фазовая картина которых показывает их существенное отличие от присоединенных волн. Оболочка следа расщепляется на отдельные прослойки (рис. 2в).

А) **Б)** **В)**

Рис. 2. Теневые фотографии картины течения за равномерно движущейся сферой: а – $T_b = 12{,}0$ с, $D = 4$ см, $U = 0{,}43$ см/с; б – $T_b = 3.0$ с, $D = 5$ см, $U = 0{,}5$ см/с; в – $T_b = 3{,}0$ с, $D = 5$ см, $U = 0{,}76$ см/с

Распределение частиц окислов металлов, сошедших с пояска на главном диаметре сферы в методе электролитической визуализации на рис. 3, показывает, что сечение следа имеет вытянутую по вертикали и сжатую с боков прямоугольную форму, существование которой свидетельствует о степени влияния лигаментов на динамику и структуру течения.



А) **Б)**

Рис. 3. Электролитическая визуализация картины плотностного следа за сферой ($T_b = 4{,}5$с, $D = 5$ cm, $U = 0{,}03$ cm/s): а, б – вид сверху и сбоку

При дальнейшем увеличении скорости в следе последовательно формируются различные вихревые системы: вначале с преимущественно вертикальной ориентацией, затем

– с горизонтальной. При больших скоростях в донной части сферы устанавливается кольцевой вихрь, показанный на рис. 4.

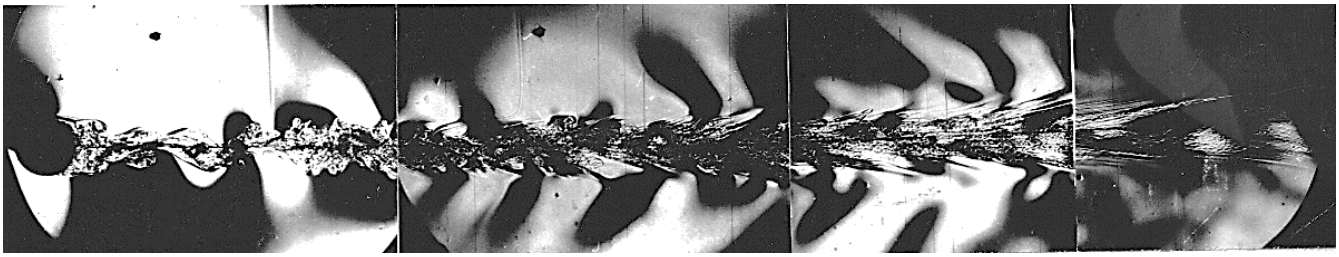


Рис. 4. Эволюция структуры вихревого следа за равномерно движущейся сферой в непрерывно стратифицированной жидкости $T_b = 3{,}5$ с, $D = 3$ см, $U = 6{,}8$ см/с

Здесь в отрывающемся следе сохраняются разделенные компактные вихри, каждый из которых порождает собственную систему коротких присоединенных волн и вырождается с образованием наклонных высокоградиентных прослоек.

Хотя темп эволюции структуры течений со временем постепенно спадает, изменения происходят в течение всего периода наблюдений. Расчеты отдельных компонентов течений, таких как опережающее возмущение, присоединенные внутренние волны, течений, индуцированных диффузией на топографии, выполненные на основе системы фундаментальных уравнений без привлечения дополнительных гипотез, параметров и констант, количественно и качественно согласуются с данными теневой и электролитической визуализации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие вычислительной техники, методов программирования, инструментов оптической регистрации картин течений создает новые возможности совершенствования инструментов теневой и электролитической визуализации течений жидкости. Применение новых инструментов с учетом результатов анализа решений системы фундаментальных уравнений, позволит уточнить известные и получить новые результаты в изучении динамики и структуры течений в широком диапазоне параметров, усовершенствовать методики переноса данных модельных экспериментов на технические и природные условия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в ИПМех РАН рамках Государственного задания АААА-А20-120011690131-7. Эксперименты проведены на стендах УИУ «ГФК ИПМех РАН».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Максутов Д.Д.** Теневые методы исследования оптических систем. Л.-М.: ГТТИ, 1934. 171 с.
2. **Серебрийский Я.М., Христианович С.А.** О волновом сопротивлении. М.: Изд-во БНТ НКАП, 1944. 18 с. (Труды / ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского; вып. 550).
3. **Васильев Л.А.** Теневые методы. М: Наука, 1968. 408 с.
4. **Герасимов С.И., Файков Ю.И., Холин С.А.** Кумулятивные источники света. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2011. 327 с.
5. **Settles G.S.** Schlieren and shadowgraph techniques. Berlin: Springer, 2001. 376 p.
6. **Бойко В.М., Оришич А.М., Павлов А.А., Пикалов В.В.** Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.
7. **Mowbray D.** The use of schlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified liquids // J. Fluid Mech. 1967. 27(3). P. 595-608.

8. **Chashechkin Yu.D.** Schlieren Visualization of a Stratified Flow around a Cylinder // J. Visualization. 1999. 1(4). P. 345-354.
9. **Honji H.** Near wakes of a sphere in a stratified flows // Fluid Dyn. Res. 1987. 2(1). P.75-76.
10. **Chashechkin Y.D.** Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. 10(4). 286.
11. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Курс теор. физ. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.
12. **Комплекс УИУ** "ГФК ИПМех РАН". URL: http://www.ipmnet.ru/uniqequip/gfk/#equip.

Chashechkin Yu.D.

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Russia,
119526, Moscow, Prospekt Vernadskogo 101/1, E-mail: yulidch@gmail.com

SCHLIEREN AND ELECTROLYTIC VISUALIZATION OF FLUID FLOWS

ABSTRACT

The study of the visual images of fluid flows is ongoing and has intensified in recent years in connection with the improvement of light sources and receivers. Both classical schlieren instruments of the IAB series and original developments acquire new qualities. The selection of the source and visualizing diaphragm shapes allow to register the fields of various components of the density gradient in stratified flows (examples are given). To visualize the transfer of matter from a compact source, anodic oxidation of tin - electrolytic precipitation is used. The structure of the flow pattern around a horizontally moving sphere is visualized in a wide range of parameters.

SCHLIEREN DEVICES, STRATIFICATION, DENSITY, WAKE, LIGAMENTS, WAVES

СемнадцатаяМеждународная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 53.087.45

Коротких И.И.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: korotkikhii@mpei.ru

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты визуализации электрического разряда, возникающего на поверхности стекла или пластика. Данный разряд используется при создании, исследовании, контроле параметров озонаторов, для обеспечения их стабильной работы, а также как источник ультрафиолетового излучения; при исследовании обтекания поверхностей газовыми или плазменными потоками. Показана возможность применения теневого фонового метода для определения температурного поля барьерного разряда. Представлена методика нормировки по температуре, методика определения полей температуры и концентрации частиц. Продемонстрированы результаты создания оптоэлектронного комплекса для определения температурного поля барьерного разряда при атмосферном давлении. Исследованы особенности использования теневого фонового метода при диагностике слабоионизированных сред. Актуальность работы заключается в сложности диагностики низкотемпературной плазмы и газовых разрядов, применения теневого фонового метода для определения температурного поля такой среды решает эту проблему.

БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД, ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД, ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Объектом исследования в данной работе является электрический разряд, возникающий на поверхности стекла или пластика. Работа выполнена с использованием высокоскоростной цифровой видеокамеры. Разряды данного типа часто используются при создании, исследовании и контроле параметров озонаторов для обеспечения их стабильной работы, прогнозировании их срока службы. Данные разряды также используются как источник ультрафиолетового излучения, при исследовании обтекания поверхностей газовыми или плазменными потоками. Подобный разряд можно также встретить на поверхности высоковольтных кабелей и керамических изоляторов линий электропередач при их попадании во внешнее электрическое поле, а также на поверхности лобовой части фюзеляжа летательных аппаратов при их попадании в грозовой фронт.

Актуальность работы заключается в сложности диагностики низкотемпературной плазмы и газовых разрядов, применение теневого фонового метода для определения температурного поля такой среды решает эту проблему.

Для реализации исследования изготовлена ячейка, выполненная из стеклянной плоскопараллельной пластины и медных электродов. Пробой возникает в воздушной среде

при атмосферном давлении, на частоте 12,5 кГц, амплитуда напряжения пробоя может меняться в диапазоне 10–15 кВ, разрядный ток до 10 А, частота переменного тока 10–15 кГц. Ионизация и свечение воздуха происходят между двумя плоскими электродами, образуя плазменный “лист”. Принципиальная схема разрядной ячейки представлена для исследования барьерного разряда на рис. 1.

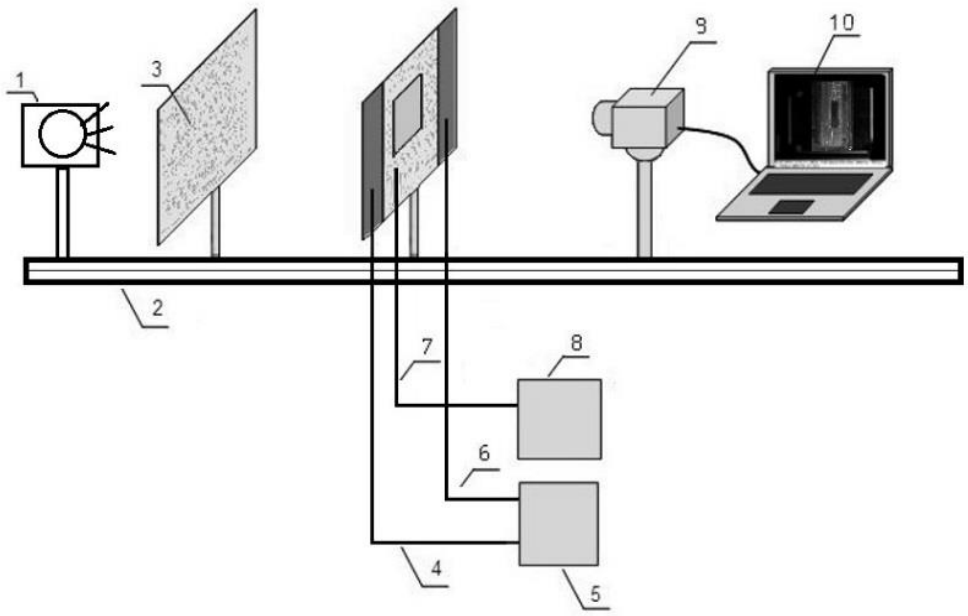


Рис. 1. Принципиальная схема разрядной ячейки для исследования барьерного разряда:
1 – осветитель, *2* – оптическая скамья, *3* – теневой фоновый экран, *4* – катод разрядной ячейки (постоянная составляющая), *5* – высоковольтный источник питания, *6* – анод разрядной ячейки (постоянная составляющая), *7* – анод разрядной ячейки (переменная составляющая), *8* – лабораторный автотрансформатор, *9* – высокоскоростная цифровая видеокамера с интерференционным светофильтром, *10* – персональный компьютер с программным обеспечением

Барьерный разряд в экспериментальной ячейке образуется в результате пробоя между катодом, покрытым слоем твёрдого диэлектрика и анодом в воздушной среде при атмосферном давлении. Разряд возникает на поверхности стеклянной или пластиковой ячеек, расположенных вертикально, перпендикулярно главной оптической оси системы. Один высоковольтный электрод имеет форму полосы, второй – заземлённый электрод располагается параллельно высоковольтному электроду.

ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА

Высокоскоростная видеорегистрация формирования и развития барьерного разряда осуществляется с помощью цифровой видеокамеры ASI120 и объектива с фокусным расстоянием $F = 50$ мм, необходимого для создания изображения барьерного разряда на плоскости матрицы [1]. Полученные изображения поступают в персональный компьютер. В поверхности катода разрядной ячейки вырезано прямоугольное отверстие, используемое для съёмки и дальнейшего определения температурного поля теневым фоновым методом. Высокоскоростная регистрация барьерного разряда производилась с частотой 3000 кадров в секунду.

Изображение представляет собой матрицу, в которой количество строк и столбцов соответствует режиму съёмки. В ячейках матрицы изображения помещаются значения интенсивностей излучения для данной строки и столбца. Минимальная яркость в отсутствии излучения соответствует значению 0 (чёрному цвету) в матрице изображения, а максимальная

яркость соответствует значению 255 (белый цвет). Остальные значения соответствуют оттенкам серого.

Оптическая ось высокоскоростной камеры ориентирована по нормали к плоскости разрядной ячейки. Перед съёмкой определяется масштабный коэффициент переноса изображения барьерного разряда на плоскость матрицы. Далее производится регистрация изображений исследуемого объекта (барьерного разряда), возможные режимы съёмки – с частотами 1000, 2000 и 3000 кадров в секунду на протяжении 2–8 с. Этого времени достаточно для получения массива экспериментальных данных, необходимых для дальнейшего исследования параметров барьерного разряда. Съёмка производится по глубине яркости с динамическим диапазоном 8 бит. Максимальное разрешение цифровой видеокамеры 1280×1024 пикселя на дюйм, при этом длительность кадра составляет $1{,}98 \cdot 10^{-3}$ с. Размер пикселя 14 мкм.

Фотография экспериментальной ячейки для исследования барьерного разряда представлена на рис. 2.

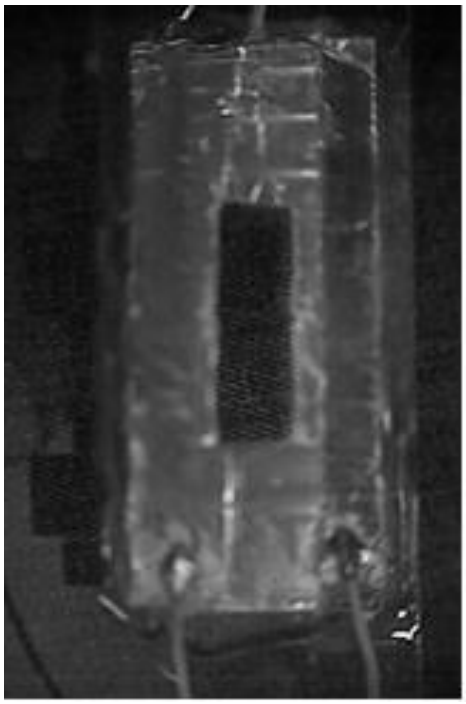


Рис. 2. Визуализация барьерного разряда

Съёмка производилась с фиолетовым, красным и зелёным интерференционными светофильтрами, чтобы избежать засветки при регистрации.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА РАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКИ

Для получения температурного поля барьерного разряда использовался теневой фоновый метод [2]. При помощи высокоскоростной цифровой видеокамеры регистрируются изображения экрана без исследуемого объекта и с ним. Изображения представляют собой случайные структуры на тёмном фоне. Одно изображение регистрируется в отсутствии возмущенной среды в канале передачи изображений. На другом снимке среда возмущена стримерами барьерного разряда, что приводит к изменению оптических свойств среды. При наличии возмущённой среды (стримеров барьерного разряда) изменяется положение изображений точек фонового экрана, меняется структура изображения фонового экрана.

Регистрируются смещения точек объекта. С помощью кросскорреляционной обработки анализируются изменения положения точек на изображении структурированного экрана.

Дальнейшая обработка сводится к исследованию изменений координат фонового экрана, что связано с изменением показателя преломления среды, зависящего от температуры.

Выбираются две точки изображения с известными значениями температуры, находится вертикальная или горизонтальная прямая, по которой температура изменяется заведомо равномерно. Находится сумма градиентов плотности по этой прямой. Градиент плотности пропорционален градиенту показателя преломления и градиенту температуры. Затем разность температур в конечных точках прямой (граничные условия) делится на сумму градиентов. Получается разность температур на единичный градиент. Рассчитывается изменение температуры от одной точки векторного поля к другой.

После проведения нормировки проводится расчет температурного поля по вертикали и горизонтали. Для этого берется температура на каком-либо крае изображения (граничные условия) и последовательно с помощью суммирования рассчитывается температура всего поля. То же самое проводится в перпендикулярном направлении. Затем проводится усреднение значений поля в данной точке, рассчитанных в вертикальном и горизонтальном направлении. Результирующее значение равно температуре вещества в данной точке. Анализируя полученные изображения, можно проследить динамику развития барьерного разряда.

Фоновый экран представляет собой набор хаотичных структур на тёмном фоне. Хаотичность необходима, т.к. смещения структур внутри и вне исследуемого объекта различно. Если расположение структур упорядочено, то может возникнуть ситуация, при которой невозможно увидеть смещение структур внутри исследуемого потока.

По полученным картинам визуализации барьерного разряда исследовалось распределение температуры по поверхности диэлектрика и электродов с использованием теневого фонового метода. Это распределение необходимо знать для того, чтобы оптимизировать режим работы озонатора, в основе которого используются ячейки с поверхностным разрядом; а также спрогнозировать срок его службы.

При достижении определённой температуры на поверхности подложки, происходит резкое снижение концентрации озона. Необходим постоянный контроль температурного поля для эффективности работы озонатора. Использование обычных термопар для определения температуры вблизи электродов невозможно, т.к. могут возникать пробои на сами термопары, разряд может перейти на них. С целью избежания пробоя на термопары, а также для обеспечения контроля температуры в разрядной области использовался теневой фоновый метод.

Инфракрасная камера или тепловизор, которые могли бы также использоваться для определения температуры, не обеспечивают необходимого пространственного и временного разрешения, а теневой фоновый метод позволяет решить эту задачу.

Высоковольтный электрод имеет острый край, с которого при относительно небольшом напряжении начинаются ионизационные процессы в воздухе. Возникает разряд, имеющий диффузную форму. С ростом приложенного напряжения происходит усиление процессов ионизации атомов, расширяется область разрядных процессов, у поверхности диэлектрического барьера возникает множество слабосветящихся каналов, имеющих большую ёмкость по отношению к противоположному электроду. Через эти каналы проходит сравнительно большой ток, при дальнейшем росте напряжения ток увеличивается. Возрастает температура газа в канале. Разряд переходит из начальной стадии в скользящий разряд. Этот процесс сопровождается выделением большого количества тепла. Возникает термическая ионизация газа в канале.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты свидетельствуют о том, что температурное поле барьерного разряда имеет резкую неоднородность вблизи электродов. Наименьшая температура близка к комнатной, это температура вдали от электродов. Наибольшая температура барьерного

разряда 68 °С, что подтверждается теоретическими исследованиями. Полученные значения температуры исследуемой области барьерного разряда лежат в диапазоне 21–68 °С, что свидетельствует о том, что в излучении барьерного разряда присутствуют как возбуждённые атомы, так положительные и отрицательные ионы. На полученном температурном поле наблюдаются отдельные яркие точки, где происходит локальный нагрев, который связан с испарением материалов электродов.

Данное исследование подтверждает возможность применения бесконтактного теневого фонового метода [3, 4] для определения температурного поля в области барьерного разряда, что необходимо для контроля работы озонаторов, прогнозирования срока их службы. Контроль температурного поля барьерного разряда необходим также при реализации перспективных технологических процессов: стерилизация поверхностей для медицинских целей и для пищевой промышленности, при анализе плазменных аэродинамических процессов, при удалении сажи из выхлопов дизельных двигателей, при плазменном осаждении и травлении микроэлектронных компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Коротких И.И., Малахов Ю.И., Скорнякова Н.М.** Высокоскоростная регистрация формирования разряда в индуктивно-связанной плазме // Научная визуализация. 2017. Т. 9. № 3. С. 70-76.
2. **Скорнякова Н.М.** Теневой фоновый метод и его применение // Современные оптические методы исследования потов / Под ред. Б.С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей, 2011. С. 93-106.
3. **Korotkikh I., Malakhov Yu., Skornyakova N.** Application of Background Oriented Schlieren method for diagnostics of surface dischargeI // Journal of Physics: Conference Series. 2021. № 1923. P. 012006. (doi: 10.1088/1742-6596/1923/1/012006)
4. **Korotkikh I., Malakhov Yu., Skornyakova N.** High-speed registration of discharge formation in inductively-coupled plasma // Scientific Visualization. 2017. V. 9. № 3. P. 70-76.
5. **Korotkikh I., Malakhov Yu., Kuchmenko A.** Investigation of temperature field of weakly ionized gas jet by the background oriented schlieren method // Journal of Physics: Conference Series. 2019. № 1421. P. 012007. (doi:10.1088/1742-6596/1421/1/012007)
6. **Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.** Лазерная рефрактография. Физматлит, 2008. 176 с.

KorotkikhI.I.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennayast., 14, E-mail:korotkikhii@mpei.ru

APPLICATION OF THE SHADOW BACKGROUND METHOD FOR DETERMINING THE TEMPERATURE FIELD OF A BARRIER DISCHARGE

ABSTRACT

The results of visualization of an electric discharge occurring on the surface of glass or plastic are presented. This discharge is used in the creation, research, control of the parameters of ozoniers, to ensure their stable operation, and also as a source of ultraviolet radiation, in the study of the flow around surfaces by gas or plasma flows. The possibility of using the shadow background method for determining the temperature field of a barrier discharge is shown. A technique for temperature normalization and a technique for determining the fields of temperature and particle concentration are presented. The results of creating an optoelectronic complex for determining the temperature field of a barrier discharge at atmospheric pressure are demonstrated. The features of the use of the shadow background method in the diagnostics of weakly ionized media are investigated. The relevance of the work lies in the complexity of diagnosing low-temperature plasma and gas discharges, the use of a shadow background method to determine the temperature field of such a medium solves this problem.

BARRIER DISCHARGE, SHADOW BACKGROUNDF METHOD, TEMPERATURE FIELD

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 53.082.539

Цю Ливэнь, Пиотровская И.Н.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, факультет «Радиоэлектроника и лазерная и техника», кафедра «Лазерные и оптико-электронные системы», Россия,
105005 Москва, 2-я Бауманская ул. д.5 стр.1, E-mail: 980686518@qq.com; Piotrovski-in@bmstu.ru

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВА И УВЕЛИЧЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННОЙ ЕМКОСТИ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕФРАКТОМЕТРА

АННОТАЦИЯ

Статья посвящена повышению точности идентификации вещества при измерении показателя преломления с помощью автоматического рефрактометра. Ошибки в идентификации веществ вызваны тем, что показатели преломления для разных веществ могут иметь близкие или совпадающие значения. Проведен анализ и оценка влияния ширины спектрального диапазона источника излучения на точность измерения показателя преломления. Рассмотрены причины, снижающие достоверность определения исследуемого вещества. Предложен способ повышения точности идентификации веществ при использовании рефрактометра с перестраиваемым по длине волны источником излучения. Показано, как применение данного способа позволяет исключить ошибки в идентификации исследуемого вещества. А также показано, что при проведении измерений на различных длинах волн информационная емкость оптической системы может быть эффективно увеличена.

РЕФРАКТОМЕТР, ПОЛНОЕ ВНУТРЕНЕЕ ОТРАЖЕНИЕ, ИНФОРМАЦИОННАЯ ЕМКОСТЬ, ТОЧНОСТЬ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВА.

ВВЕДЕНИЕ

Определение показателя преломления является одним из наиболее важных вопросов в процессе производства и контроля веществ. Зная показатель преломления, можно идентифицировать неизвестные жидкости и органические соединения, измерять их чистоту, определять состав смесей и так далее. В промышленности измерение показателя преломления может производиться с помощью различных способов и приборов.

Рассмотрим рефрактометр, основанный на принципе полного отражения. На рынке большинство рефрактометров используют в качестве источников излучения монохроматические источники излучения, так как их спектральная ширина невелика, это позволяет уменьшить влияние хроматической аберрации на точность измерений. Однако, для разных веществ показатель преломления может иметь одинаковое значение при одной и той же длине волны, в этом случае данные вещества не могут быть точно идентифицированы с помощью данного рефрактометра. Чтобы различать вещества с одинаковым показателем

преломления на одной и той же длине волны, в процессе проектирования рефрактометра необходимо ввести второй источник света или перестраиваемый по длинам волн источник.

ПРИНЦИП РАБОТЫ РЕФРАКТОМЕТРА

Рассмотрим принцип работы рефрактометра основанного на эффекте полного внутреннего отражения, используемый в наиболее распространённых типах промышленных рефрактометров [1-5]. Схема рефрактометра показана на рисунке 1. Излучение светодиода с помощью фокусирующей линзы фокусируется на границе раздела двух сред (измерительная призма и измеряемое вещество). После полного внутреннего отражения, при углах падения φ, превышающих некоторый предельный угол $\varphi_{\text{пре}}$, вся энергия излучения источника переходит в отраженный пучок и формирует в плоскости ФПУ (фотоприемное устройство) светлое поле, при $\varphi < \varphi_{\text{пре}}$ - темное поле. Линия, разделяющая эти области, граница «свет-тень», соответствует предельному углу отражения$\varphi_{\text{пре}}$. Оптический сигнал в плоскости ФПУ преобразуется в дискретный видеосигнал. После получения значения предельного угла можно получить значение показателя преломления измеряемого вещества по формуле

$$n = N\sin(\varphi_{\text{пре}}), \tag{1}$$

где n – показатель преломления измеряемого вещества, N – показатель преломления измерительной призмы, $\varphi_{\text{пре}}$ - предельный угол падения.

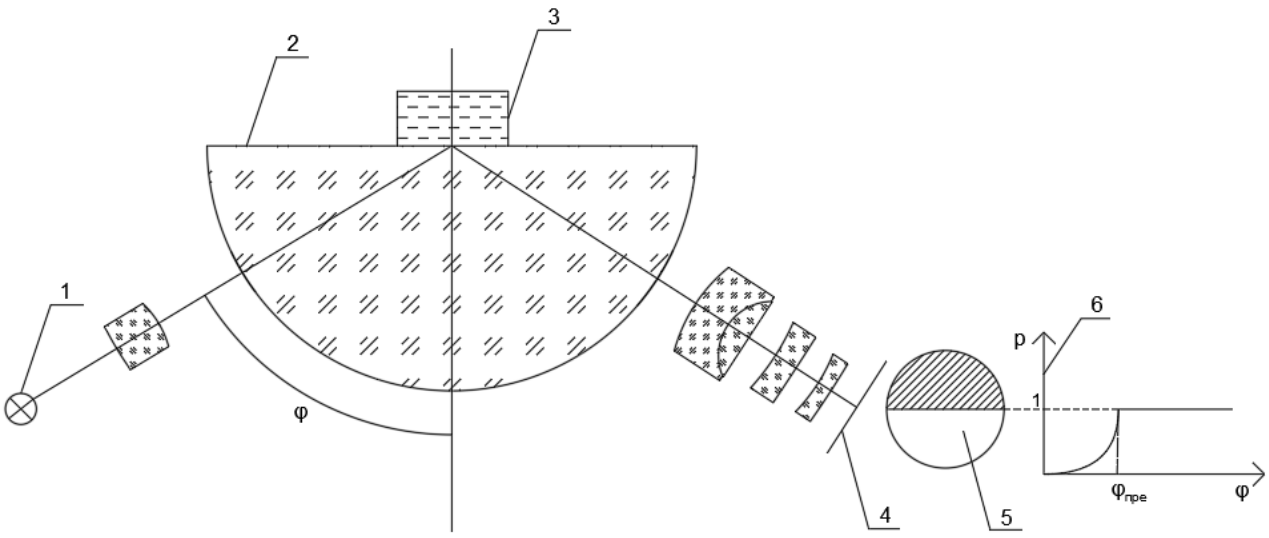


Рис. 1. Схема рефрактометра и распределение коэффициента отражения:1 – источник излучения, светодиод; 2 – измерительная полусфера; 3 – исследуемое вещество; 4 – ФПУ (фотоприемное устройство); 5 – распределение освещённости в плоскости ФПУ, граница «свет-тень»;6 – график углового распределения коэффициента отражения

Погрешность определения показателя преломления исследуемого вещества связана с погрешностью определения положения границы «свет-тень». К современным автоматическим рефрактометрам, которые используются для измерения показателя преломления различных сред, предъявляются высокие метрологические требования. Так, необходимо измерять показатель преломления химически чистых растворов, пищевых и фармакологических сред, а также различных видов топлива с погрешностью$\Delta n \leq 10^{-5}$[6]. Чтобы уменьшить погрешность измерения показателя преломления исследуемого вещества, при проектировании автоматического рефрактометра используют источник излучения с малой шириной спектра (квазимонохроматический). При измерении показателя преломления отдельного вещества

выбор источника излучения с небольшой шириной спектра может значительно уменьшить хроматическую аберрацию и уменьшить влияние аберрации на точность измерений.
Согласно формуле Френеля, мы можем получить зависимость $\rho(\varphi)$ коэффициента отражения от угла падения в плоскости ФПУ

$$\rho(\varphi,\ n) = \begin{cases} \frac{1}{2}\left[\frac{\sin^2\left(\varphi - \arcsin\left[\frac{N}{n}sin\varphi\right]\right)}{\sin^2(\varphi + \arcsin\left[\frac{N}{n}sin\varphi\right])} + \frac{\mathrm{tg}^2\left(\varphi - \arcsin\left[\frac{N}{n}sin\varphi\right]\right)}{\mathrm{tg}^2(\varphi + \arcsin\left[\frac{N}{n}sin\varphi\right])}\right], & \text{если } \varphi \le \arcsin\left(\frac{n}{N}\right) \\ 1, & \text{если } \varphi > \arcsin\left(\frac{n}{N}\right). \end{cases}, \quad (2)$$

где φ – угол падения на границу раздела двух сред.

Если источник излучения имеет широкий спектральный диапазон, то это эквивалентно отображению суперпозиции k монохроматических источников света излучающих на разных длинах волн. Поскольку источники излучения с разными длинами волн имеют разные предельные углы $\varphi_{\text{пре}}$, то первоначальная кривая ρ(φ) станет более гладкой в области предельного угла, а граница «свет - тень» в плоскости ПЗС - матрицы будет размыта. Кривые углового распределения коэффициента отражения ρ(φ) и суммарное угловое распределение $\tilde{\rho}(\varphi)$ представлены на рисунке 2. Очевидно, что в этом случае погрешность измерения увеличится.

Оценку численных значений погрешностей измерений проведем при использовании немонохроматического источника излучения светодиод «АЛ336Ж» со спектральной полушириной 30 нм и эффективной длиной волны излучения - 580 нм [7]. Далее приведены вычисления суммарной кривой распределения освещенности в плоскости ФПУ для оценки погрешности измерений.

Поток, падающий на границу раздела сред во всем спектральном диапазоне, выражается формулой

$$\Phi = \Phi_0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где Φ_0, Вт – максимальное значение спектральной плотности мощности излучения, s(λ) – относительная спектральная характеристика источника.
Элементарный поток в спектральном диапазоне $d\lambda$

$$d\Phi_\lambda = \Phi_0 \cdot s(\lambda) d\lambda. \quad (4)$$

После отражения от границы раздела сред будет иметь следующее угловое распределение

$$d\Phi_\lambda^{\text{отр}}(\varphi) = \Phi_0 \cdot s(\lambda)\rho\big(\varphi, n(\lambda), N(\lambda)\big) d\lambda. \quad (5)$$

Суммарное распределение отраженного потока во всем спектральном диапазоне определим интегрированием

$$\Phi^{\text{отр}}(\varphi) = \Phi_0 \int_{\lambda}^{\lambda_2} s(\lambda)\rho\big(\varphi, n(\lambda), N(\lambda)\big) d\lambda, \quad (6)$$

откуда для коэффициента отражения получим следующее угловое распределение

$$\tilde{\rho}(\varphi) = \frac{\Phi^{\text{отр}}(\varphi)}{\Phi} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda)\rho\big(\varphi, n(\lambda), N(\lambda)\big) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) d\lambda}. \quad (7)$$

Согласно формуле (2), мы можем построить графики распределения коэффициента отражения ρ(φ) в плоскости ФПУ при различных длинах волн и согласно формуле (7) построить суммарную кривую распределения коэффициента отражения в плоскости ФПУ $\tilde{\rho}(\varphi)$ для спектрального диапазона λ_1-λ_3.

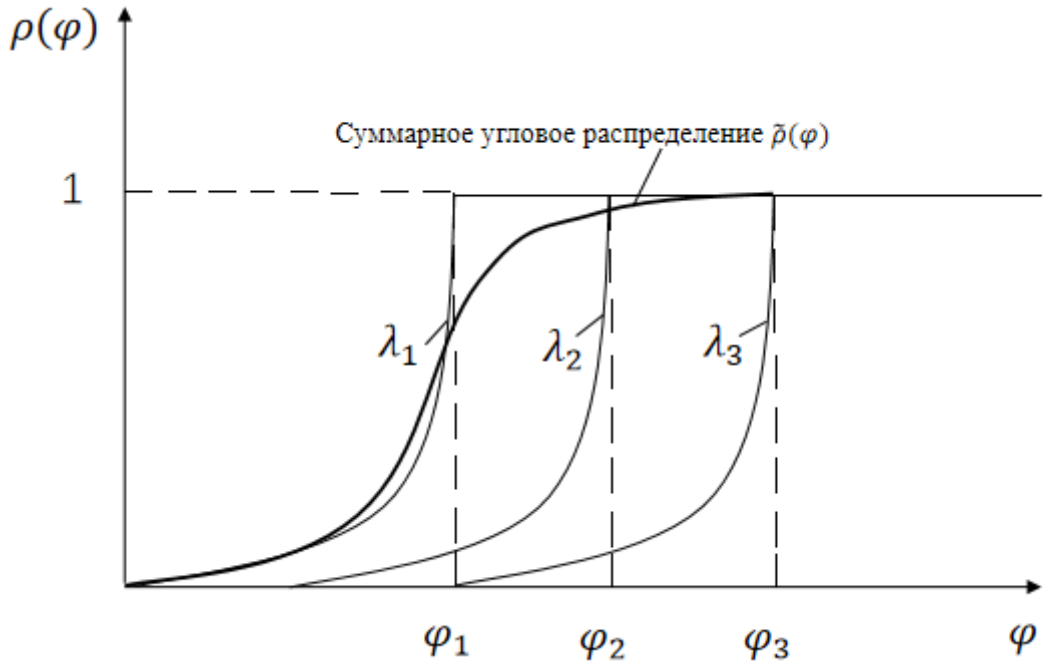


Рис. 2. Кривые углового распределения коэффициента отражения ρ(φ) для источников излучения с различными длинами волн и суммарное угловое распределение $\tilde{\rho}(\varphi)$

Для оценки погрешности измерения $\varphi_{\text{пре}}$ будем считать длину волны λ монохроматического излучения случайной величиной с плотностью вероятностей

$$P(\lambda) = \frac{s(\lambda)}{\int_{\lambda_1}^{\lambda} s(\lambda)d\lambda}. \quad (8)$$

По зависимости (2) определим среднее значение и дисперсию величины

$$\overline{\varphi}_{\text{пре}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \arcsin\left(\frac{n(\lambda)}{N(\lambda)}\right)\cdot s(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda)d\lambda}, \quad (9)$$

$$\sigma_{\varphi}^2 = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}[\arcsin\left(\frac{n(\lambda)}{N(\lambda)}\right)-\overline{\varphi}_{\text{пре}}]^2\cdot s(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda)d\lambda}. \quad (10)$$

Для числовых оценок показателя преломления была выбрана дисперсионная формула Шотта

$$N^2(\lambda) = A_1 + A_2\lambda^2 + A_3\lambda^{-2} + A_4\lambda^{-4} + A_5\lambda^{-6} + A_6\lambda^{-8}, \quad (11)$$

где $A_1 \ldots A_6$ - коэффициенты формулы дисперсии (эмпирические константы).

В таблице 1 приведены коэффициенты формулы дисперсии некоторых материалов для λ = 589,3 нм [8]. В таблице 2 представлены зависимости показателей преломления от длин волн для воды, стекла К8, ТФ10.

Табл. 1. Коэффициенты формулы дисперсии некоторых материалов для λ = 589,3 нм

Материал	$N(D)$	A_1	$A_2 \cdot 10^{-3}$	$A_3 \cdot 10^{-3}$	$A_4 \cdot 10^{-4}$	$A_5 \cdot 10^{-5}$	$A_6 \cdot 10^{-6}$
К8	1,516300	2,26998	-9,82506	11,017203	0,7660683	1,1616952	0,5813090
ТФ10	1,805994	3,1202783	-9,0941100	42,751701	0,29341697	-19,87489	26,499144

Табл. 2. Зависимости показателей преломления от длин волн для воды, стекла К8, ТФ10

λ, нм	$n(\lambda)$		
	Вода дистиллированная	**К8**	**ТФ10**
404,66 *h*	–	1,52982	1,865695
435,83 *g*	1,340298	1,526266	1,848332
479,99 *F*’	1,337546	1,522408	1,830891
486,13 *F*	1,337214	1,521955	1,828930
546,07 *e*	1,334490	1,518294	1,813763
587,56 *d*	1,333042	1,516373	1,806269
589,3 *D*	1,332988 (*D*)	1,516300	1,805994
643,85 *C*’	1,331487	1,514292	1,798567
656,27 *C*	1,331194	1,513895	1,797152

Используя приведенные данные дисперсионных соотношений по формуле (10) с помощью численного интегрирования, определяем

$$\sigma_\varphi = 0{,}12 \cdot 10^{-3}\text{рад.} \qquad (12)$$

Что позволяет получить оценку $\Delta n = N \cdot cos\overline{\varphi}_{\text{пре}} \cdot \sigma_\varphi \leq 8 \cdot 10^{-5}$, это значительно превышает допустимую погрешность [9].

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА НА РАЗЛИЧНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН

Основа рефрактометрических методов состоит в том, что определение предельного угла отражения света на границе раздела двух сред позволяет определить показатель преломления. Проблема заключается в том, что многие вещества имеют дисперсию, то есть их показатель преломления зависит от длины волны света, в связи с чем существующие автоматические рефрактометры не позволяют на выходе получать результаты, которые способны дать однозначный и достоверный ответ.

Разные вещества могут иметь одинаковые значения показателя преломления на определенной длине волны, в этом случае для различных веществ кривые $n(\lambda)$ имеют общую точку пересечения, т.е. на графике спектральной зависимости $n(\lambda)$ через одну точку может проходить несколько кривых, которые описывают различные вещества, что приводит к неопределённости и сложности однозначной идентификации вещества и возможности фальсификаций. В качестве примера рассмотрим иммерсионное масло ВК и стекло N-BK7 и построим для них графики спектральной зависимости $n(\lambda)$.

Для иммерсионного масло ВК мы используем формулу дисперсии Коши для расчета показателя преломления

$$n = a + b\lambda^{-2} + c\lambda^{-4}, \qquad (13)$$

где a, b, c – постоянные, значения которых для каждого вещества должны быть определены в опыте.

Для иммерсионного масло ВК мы подставляем соответствующие значения a, b, c [10]

$$n(\lambda) = 1{,}502787 + 455872{,}4 \times 10^{-8}\lambda^{-2} + 9{,}844856 \times 10^{-5}\lambda^{-4}. \quad (14)$$

Для стекла N-BK7 мы можем вычислить показатель преломления при разных длинах волн, используя формулу Зельмейера

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1 \times \lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2 \times \lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3 \times \lambda^2}{\lambda^2 - B_3}, \quad (15)$$

где A_1, A_2, A_3 – эмпирические константы (безразмерная величина); B_1 , B_2 , B_3 – эмпирические константы мкм^2.

Формула Зельмейера дает хорошее согласование для описания зависимости дисперсии от показателя преломления многокомпонентных систем вблизи полос поглощения изучаемой среды [11]. Для стекла N-BK7 мы подставляем соответствующие значения A_1, A_2, A_3, B_1, B_2 и B_3 [12]

$$n^2 = 1 + \frac{1{,}03961212\lambda^2}{\lambda^2 - 0{,}00600069867} + \frac{0{,}231792344\lambda^2}{\lambda^2 - 0{,}0200179144} + \frac{1{,}010469 45\lambda^2}{\lambda^2 - 103{,}560653}. \quad (16)$$

Согласно этим двум формулам, можно построить графики спектральной зависимости n(λ) для иммерсионного масла ВК и стекла N-BK7.

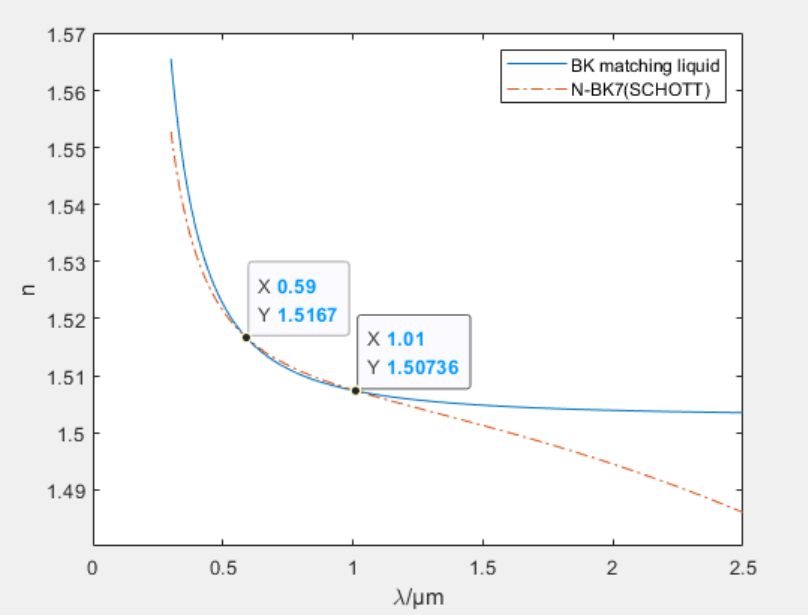


Рис. 3. Графики спектральной зависимости $n(\lambda)$ для иммерсионного масла ВК и стекла N-BK7

Как показано на рисунке 3, кривые $n(\lambda)$ для иммерсионного масла ВК и стекла N-BK7 на длинах волн 0,59 мкм и 1,01 мкм имеют точки пересечения. Показатель преломления двух веществ в этих точках равен 1,5167 и 1,5074 соответственно. Для рефрактометров, которые используют источники излучения с длинами волн в диапазоне 0,59 мкм и 1,01 мкм, возможны ошибки при идентификации этих веществ.

В большинстве рефрактометров используется монохроматический или квазимонохроматический источник излучения, и в качестве результата получаются единичные значения показателя преломления. Чтобы устранить неопределённости и повысить точность идентификации исследуемого вещества, необходимо получить спектральную зависимость

показателя преломления $n(\lambda)$. Таким образом, для того чтобы получить спектральную зависимость показателя преломления $n(\lambda)$ рефрактометр должен иметь возможность проводить измерения на различных длинах волн, это возможно при использовании нескольких источников излучения излучающих на разных длинах волн, при использовании светофильтров или перестраиваемого по длинам волн источника излучения.

ИНФОРМАЦИОННАЯ ЕМКОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В современных условиях при исследовании измерительных устройств представляется весьма перспективным использование понятий и аппарата теории информации, развитых применительно к измерительной технике [13-15]. Воспользуемся понятием информационной ёмкости.

Теория информации – это область математики, которая занимается изучением передачи и обработки информации. Основанные на вероятности и статистике, ключевые понятия теории информации включают энтропию, канальную емкость, кодирование и декодирование информации, сжатие данных и обнаружение ошибок.

Под измерением показателя преломления понимают процесс получения значении измеряемой величины. Применительно к рефрактометрическим системам получение информации можно трактовать как устранение некоторой неопределенности в отношении объекта измерений.

Клод Шеннон основал теорию информации в 1948 году с публикацией своей статьи "Математическая теория связи", в которой представлены ключевые концепции и результаты, связанные с передачей информации.

В теории информации существуют три основных направления: структурное, статистическое и семантическое. Мы применим структурное направлением для анализа, поскольку оно широко используется для оценки потенциала технических средств разнообразных информационных систем, независимо от специфических условий применения.

В структурном подходе изучается дискретная структура информационных массивов и их измерение путем простого подсчета информационных элементов, что является базовым методом кодирования массивов (комбинаторный). Формула информационной емкости выглядит следующим образом

$$I = N \cdot \log_2 N, \tag{17}$$

где N – число отсчетов.

Проведем оценку информационной емкости автоматического рефрактометра на примере использования сахарного раствора с диапазоном возможного изменения показателя преломления 1,320…1,580 [16, 17]. Пусть $n \in [1{,}320 \ldots 1{,}580]$, диапазон изменения Δn = 0,26 и примем погрешность измерения - $\delta n = 5 \cdot 10^{-5}$.

В случае применения монохроматического источника будем получать массив данных, который с точки зрения информации будет являться одномерной величиной, т.е. множество, упорядоченное в одном измерении [18] форма представления которого показана на рисунке 4.

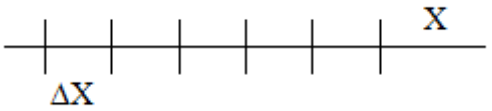


Рис. 4. Одномерная форма представления информации

В этом случае максимальное количество отсчетов $N_1 = \frac{\Delta n}{\delta n} = \frac{0{,}26}{5 \cdot 10^{-5}} = 5200$. Соответственно получена информационная емкость: $I_1 = N_1 \cdot \log_2 N_1 = 64190$.

Заменяя монохроматический источник на несколько монохроматических источников, излучающих на различных длинах волн, добавляя набор светофильтров или источник излучения, перестраиваемый по длинам волн, мы переходим от одномерного измерения к двухмерному [18], представленному на рисунке 5.

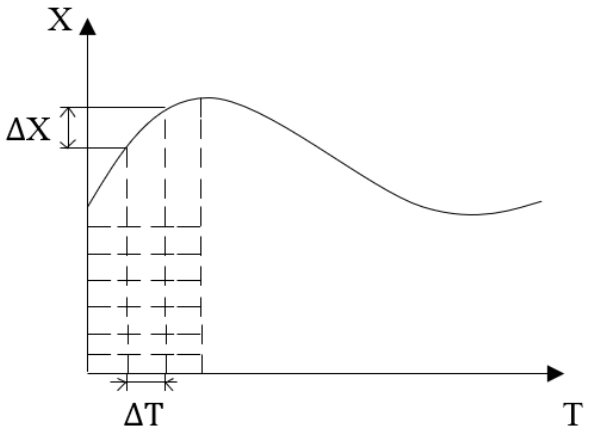


Рис. 5. Двухмерная форма представления информации

Проведем оценку информационной емкости при использовании в качестве источника излучения несколько монохроматических источников (светодиодов с узкой спектральной линией) или светофильтров. Например, для трёх монохроматических источников, максимальное количество отсчетов равно, т.е. $N_1 = N_2 = N_3$. Тогда общее число отсчетов $\widehat{N}_2 = N_1 + N_2 + N_3 =$ 15600, соответственно информационная емкость$I_2 = \widehat{N}_2 \cdot \log_2 \widehat{N}_2 = 217296$. Можно видеть, что после добавления дополнительных источников, информационная емкость увеличится в $\frac{I_2}{I_1} = 3{,}4$ раз.

Если в схеме прибора установлен лазер со спектральным диапазоном излучения 600-700 нм, перестраиваемый по длине волны, позволяющий проводить измерения на разных длинах волн, то максимальное количество отсчетов будет определяться следующим образом: $\lambda \in [600 \ldots 700]$ нм, $\Delta\lambda$ =100 и шаг перестройки длины волны источника излучения $\delta\lambda$ =5 нм. В этом случае число отсчетов для длин волн $N_4 = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{100}{5} = 20$, и общее число отсчетов $\widehat{N}_4 = N_1 \cdot N_4 =$ 104000, соответственно информационная емкость $I_4 = \widehat{N}_4 \cdot log_2 \widehat{N}_4 = 1733287$.

Можно видеть, что после замены монохроматического источника излучения лазером, перестраиваемым по длине волны, информационная емкость увеличится в $\frac{I_4}{I_1} = 27$ раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе автоматического рефрактометра полного внутреннего отражения проведен анализ и оценка влияния ширины спектрального диапазона источника излучения на точность измерения показателя преломления, что составляет $\Delta n = 8 \cdot 10^{-5}$.

Показано, что при использовании монохроматического источника излучения кривые показателя преломления n(λ) разных веществ могут пересекаться, что может приводить к ошибке идентификации веществ. Предложено использование нескольких монохроматических источников излучения, светофильтров или источника излучения, перестраиваемого по длинам волн.

По теории информации, проведен анализ и оценка информационной емкости автоматического рефрактометра с использованием различных источников излучения: одного или нескольких монохроматических источников и перестраиваемого по длинам волн источника излучения. Результаты показали, что информационная емкость увеличивается более чем в 27 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алехнович В. Н., Дерезовский Д.В., Тюменцев С.Ю.** Автоматический рефрактометр для измерения состава и свойств пищевых сред // Состояние и проблемы технических измерений: Тез. Докладов четвертой всероссийской научно-технической конференции. М., 1997. С. 351-352.
2. **Иоффе Б.В.** Рефрактометрические методы химии. 3-е изд., перераб. И доп. Л.: Химия, 1983. 352 с.
3. **Chiu M. -H., Lee J.-Y., Su D.-C.** Refractive-index measurement based on the effects of total internal reflection and the uses of heterodyne interferometry // Appl. Opt. 1997. P. 2936-2939.
4. **Meeten G.H.** Refractive index errors in the critical-angle and Brewster-angel methods applied to absorbing and heterogeneous of biotissue by total internal reflection // Appl. Opt. -1996. №35. P. 1793-1795.
5. **Rheims J., Koser J., Wriedt T.** Refractive index measurements in the near -IR using an Abbe refractometer // Meas. Sci. Tech.1997. №8. P. 601-605.
6. **Абденов А. Ж.** Повышение информативности измерений для стохастических динамических систем на основе спектральной плотности мощности входного сигнала // Автометрия. 1999. № 1.74 с.
7. **Мухутдинов Б.И., Мусаев Э.С.** Светоизлучающие диоды и их применение. М.: Машиностроение, 1989. 224 с.
8. **Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Под. ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З.** Физические величины: Справочник. М.; Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
9. **Алехнович В.Н., Пиотровская И.И.** Оценка погрешности измерения показателя преломления на автоматическом рефрактометре с квазимонохроматическим источником // вестник МГТУ. Приборостроение. 2009. №1(74). С. 20-27.
10. **Refractive index of matching liquid** [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://refractiveindex.info, свободный – (19.05.2023).
11. **Lazareva E. N., Tuchin V. V.** Measurement of refractive index of hemoglobin in the visible/NIR spectral range //Journal of biomedical optics. 2018. Т. 23. №. 3. С. 035004-035004.
12. **Refractive index of BK7** [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://refractiveindex.info, свободный – (19.05.2023).
13. **Новицкий П. В.** Основы информационной теории измерительных устройств. - Л.: Энергия, Ленинградское отделение, 1968. 248 с.
14. **Новицкий П. В., Зограф И.А., Лабунец В.С.** Динамика погрешностей средств измерений. Л.: Энергоатомиздат, Ленинградское отделение, 1990. 192 с.
15. **Хартмут Х.** Применение методов теории информации в физике: Пер. с англ. - М.: Мир, 1989. 344 с.
16. **Zaca-Morán P. et al.** Etched optical fiber for measuring concentration and refractive index of sucrose solutions by evanescent waves //Laser Physics. 2018. Т. 28. №. 11. С. 116002.
17. **Saunders J. E. et al.** Refractive indices of common solvents and solutions at 1550 nm //Applied optics. 2016. Т. 55. №. 4. С. 947-953.
18. **Путилин А.Б.** Вычислительная техника в информационно-измерительных системах. М.: Дрофа, 2006. 447 с.

Qiu Liwen, Piotrovskaya I.N.

Bauman Moscow State Technical University, Faculty «Radioelectronics And Laser Technologies», Department «Laser and Optic-Electronic Systems», Russia, 105005 Moscow, 2nd Baumanskaya St., Bldg. 1, E-mail: 980686518@qq.com; Piotrovski-in@bmstu.ru

IMPROVING THE ACCURACY OF SUBSTANCE IDENTIFICATION AND INCREASING THE INFOMATION CFPACITY OF AN AUTOMATIC REFRACTOMETER

ABSTRACT

The article is devoted to improving the accuracy of substance identification when measuring the refractive index using an automatic refractometer. Errors in substance identification arise because the refractive indices for different substances may have close or coinciding values. An analysis and evaluation of the influence of the spectral range width of the radiation source on the refractive index measurement accuracy were conducted. Reasons for reducing the reliability of determining the substance under investigation are considered. A method for increasing the accuracy of substance identification using a refractometer with a tunable wavelength radiation source is proposed. It is shown how the application of this method allows eliminating errors in the identification of the substance under investigation. It is also shown that when conducting measurements at different wavelengths, the information capacity of the optical system can be effectively increased.

REFRACTOMETER, TOTAL INTERNAL REFLECTION, INFORMATION CAPACITY, ACCURACY OF SUBSTANCE IDENTIFICATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 629.735.33.015.4:539.43

Иншаков С.И., Кудрявцева Е.Д.

Федеральное автономное учреждение «Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского», ФАУ «ЦАГИ», Россия,
140180, г. Жуковский, Моск. обл. ул. Жуковского, д.1, e-mail: mera@tsagi.ru

АНАЛИЗ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИССЛЕДОВАНИЯМ ТЕЧЕНИЙ НА ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СТЕНДАХ

АННОТАЦИЯ

Представлены результаты сравнения результатов использования теневого фонового метода (ТФМ) и классических методов визуализации (теневой и прямотеневой методы, сдвиговая интерферометрия) применительно к газодинамическим исследованиям в аэродинамических трубах и для модели одной из компоновок сверхзвукового пассажирского самолёта на ракетном треке. Приведены примеры моделирования картины ТФМ метода, в частности, вокруг профиля, полученного по расчётному распределению плотности вокруг него. Также рассмотрено течение в недорасширенной сверхзвуковой струе, течение в тороидальном вихре и течение с ударной волной в низкотемпературной плазме. Дано сравнение с работами других авторов. Проведён анализ точности выделения оптических неоднородностей в классических и современных методах. Разобраны преимущества и недостатки каждого из методов и обозначены области их применимости.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ТЕНЕВЫЕ МЕТОДЫ, СДВИГОВАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ, ТФМ МЕТОД

ВВЕДЕНИЕ

Рефрактометрические методы исследования структуры прозрачных потоков к настоящему времени получили широкое распространение. Они основаны на том явлении, что неоднородность потока (изменение его плотности) приводит к изменению показателя преломления среды в месте локализации неоднородности. Многочисленные методы данного класса – теплеровский, прямотеневой, интерферометрический – различаются способами выделения этого изменения показателя преломления. Однако эти классические высокочувствительные методы имеют присущие им недостатки, главным из которых является стоимость оборудования, ограниченное поле визуализации – теневой до 400 мм, интерферометрический – до 1000 мм и неприемлемые массогабаритные характеристики. Существует модификация теневого метода, когда для визуализации больших полей течения используется решётка световых источников – так называемый растр. Совместно с отсекающим растром, оптически сопряжённым с осветительным растром, данный метод позволяет визуализировать течения не только в большом поле, но даже сквозь перфорацию рабочей части трубы. Если вместо аналоговой обработки изображения с помощью отсекающего растра

применить в этом методе цифровую обработку изображения с помощью кросскорреляционного анализа, то получим теневой фоновый метод (ТФМ), в английской транскрипции BOS. Именно в этом своём варианте, данный метод стал разрабатываться с начала XXI века [1]. Основой метода является поиск коллинеарных векторов с помощью перебора массива пикселей изображения. Методы, использующие цифровую обработку оптической информации, позволяют снизить требования к оптическим системам, выделяющим оптическую неоднородность аналоговым способом. Например, поле зрения системы, реализующей ТФМ метод, определяется исключительно полем зрения регистрирующей аппаратуры и может достигать десятков метров.

Принцип теневого фонового метода

Теневой фоновый метод (в англоязычной литературе – Background Oriented Shlieren (BOS)) был предложен Ж. Мейером в 1999 г. [2]. Данный метод использует искажение изображений структурированных фоновых экранов малыми градиентами показателя преломления при прохождении света через оптические неоднородности. Достоинством теневого фонового метода (ТФМ) является простота его реализации. Для проведения измерений необходим только фоновый экран (специально структурированный рисунок), цифровая видеокамера и персональный компьютер с программным обеспечением для обработки полученных изображений. Обработка изображений также построена на хорошо известных алгоритмах кросскорреляционной обработки. Одной из областей применения ТФМ, где данный метод демонстрирует себя наилучшим образом, является исследование крупномасштабных потоков в натурных экспериментах [3]. В качестве фонового экрана используется экран с нанесенным на него контрастным фоновым изображением. Также могут использоваться и естественные фоновые экраны, что очень актуально для натурных экспериментов. Изображения регистрируются с помощью цифровой видеокамеры. Между экраном и объективом располагается оптическая неоднородность, которая и вносит искажение в изображение фонового экрана. Неоднородность характеризуется зависимостью показателя преломления от координат. Если неоднородность отсутствует, то каждая точка фонового экрана даст идеальное изображение в плоскости матричного фотоприемника. Если она присутствует, то лучи, формирующие изображение точек, отклонятся и дадут изображение в отличном от первого случая месте, что показано на рис. 1.

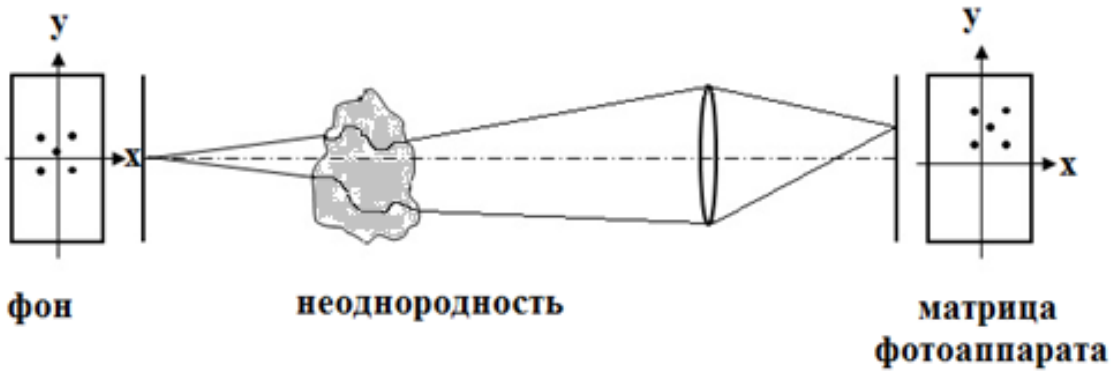


Рис. 1. Искажение изображения фонового экрана неоднородностью

В результате получаются два изображения: изображение фонового экрана без искажения оптической неоднородностью – опорное изображение, и изображение фонового экрана с искажением – измерительное. Обработка полученных изображений может осуществляться различными методами, не только с помощью нахождения корреляционной функции соответствующих окон опроса двух изображений.

ТЕНЕВОЙ ФОНОВЫЙ МЕТОД В Т-128

Прямое крыло со сверхкритическим профилем испытывалось в трансзвуковой аэродинамической трубе Т-128 в рабочей части квадратного сечения 2,75×2,75 м (рис. 2). Хорда крыла была 500 мм, размах – 2,75 м. Число М в рабочей части было от 0,7 до 0,8.

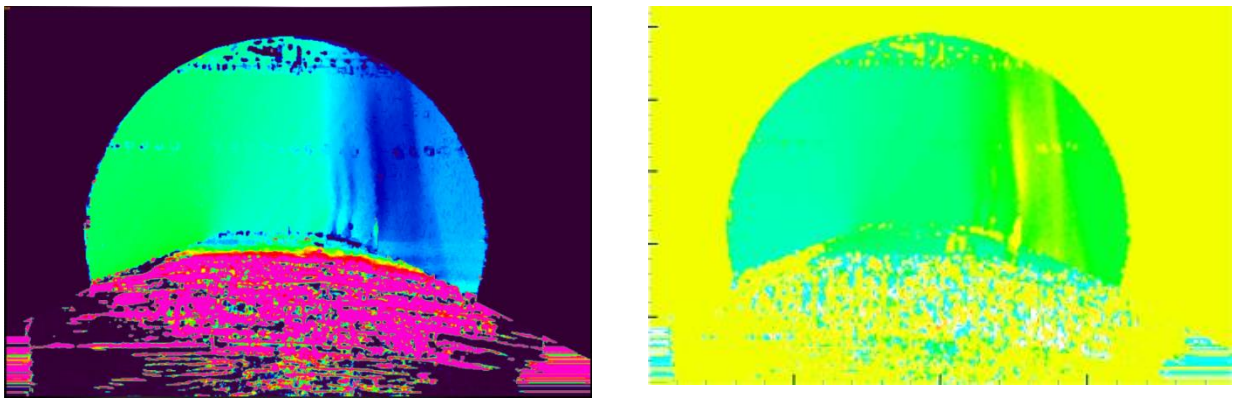
Рис. 2. Модель в рабочей части аэродинамической трубы Т-128, вид на переднюю кромку профиля

В качестве регистратора использовалась цифровая фотокамера Видеоскан-11002/Ц-2001 высокого разрешения (ПЗС матрица KAI-11002C, формат изображения 4008×2672 пикселей, размер пикселя 9×9 мкм). Съемка производилась с помощью двух объективов: f_1 = 85 мм, f_2 = 50 мм. Для обоих случаев значение диафрагменного числа составляло 16. Это было сделано с целью получения максимальной глубины резко изображаемого пространства (ГРИП) [4] вдоль исследуемого объекта при заданных значениях освещенности.

Фоновый экран представлял собой апериодическую структуру из белых пятен на черном фоне. Размер маркерного пятна рассчитывался из параметров системы (расстояние от камеры до экрана, фокусное расстояние объектива) и составлял от 1,0 до 0,5 мм. В ходе пусков производилась съемка серии из трех кадров с выдержкой 1 с. С помощью программы *PIVView2C* кросскорреляционным анализом рассчитывалась амплитуда смещения маркеров фонового экрана вследствие рефракции между двумя изображениями: опорным (без потока) и измерительным (во время пуска). Полученные результаты для большей наглядности визуализировались с помощью программного обеспечения Tecplot360, где выделялись смещения по оси X. Съемка проводилась в расходящемся пучке лучей, полученная картина отображала вид воздушных неоднородностей из точки расположения камеры (рис. 2). На рис. 3 приведены примеры обработки типичного обтекания профиля, угол атаки 0,25º, число М = 0,7754.

Наряду с ТФМ на профиле для определения места ламинарно-турбулентного перехода использовалось жидкокристаллическое покрытие. Как видно из рис. 3, смещение жидкокристаллического покрытия (малиновый цвет) гораздо сильнее всех остальных смещений.

Дополнительно применялся альтернативный метод нахождения оптических неоднородностей – в математической среде MatLab была проведена операция вычитания по интенсивностям двух последовательных кадров с последующей фильтрацией для достижения наилучшего результата. Результат вычитания кадров представлен на рис. 4.



Модуль амплитуды смещения по сравнению с опорным кадром без потока после пуска

Амплитуда смещения по оси X по сравнению с опорным кадром без потока после пуска

Рис. 3. Обработка изображений программой PIVView2C (слева) и Tecplot360 (справа) с опорным кадром без потока

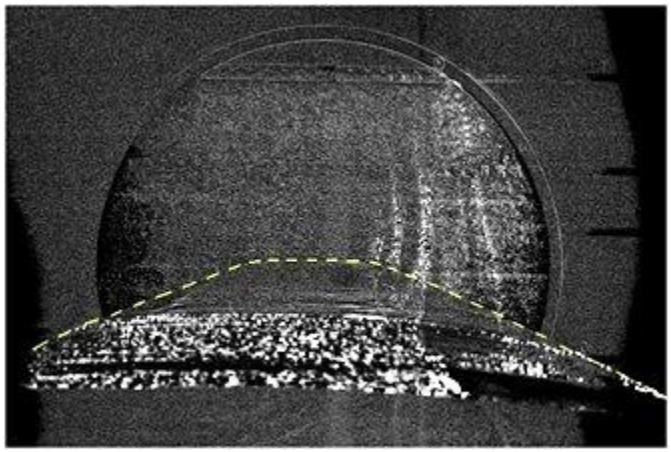
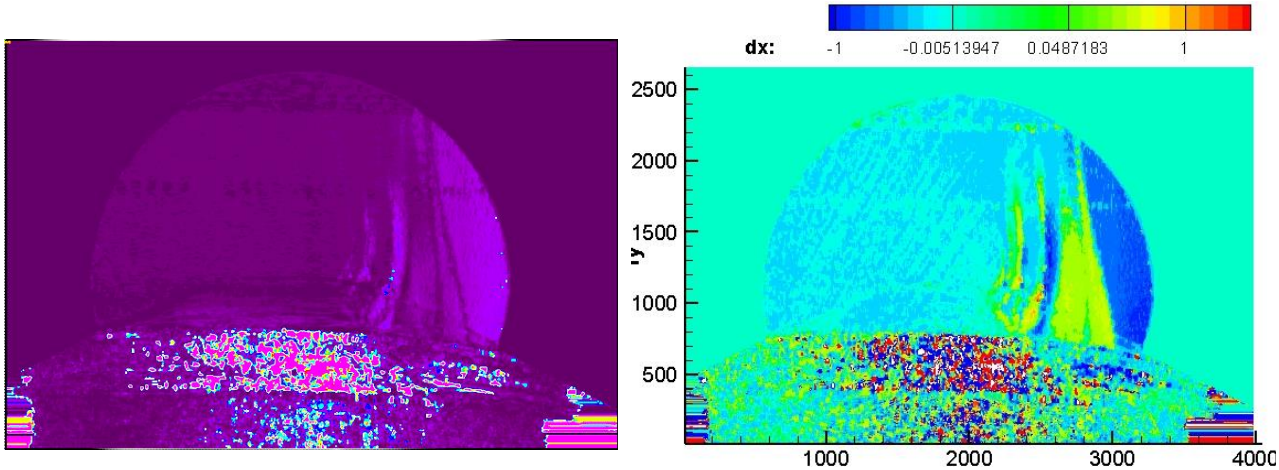


Рис. 4. Вычитание последовательных кадров, пунктиром отмечен контур профиля

Скачки уплотнения были выделены и при использовании в качестве опорных соседних кадров на одном и том же режиме, что свидетельствует о нестационарности процесса обтекания профиля. На рис. 5 представлен результат обработки соседних кадров с потоком.



Модуль амплитуды смещения между кадрами Run_2104_02 и Run_2104_03

Смещение по dx между кадрами Run_2104_02 и Run_2104_03 во время пуска

Рис. 5. Результат обработка соседних кадров программой PIVView2C (слева) и той же программой с выделением смещения вдоль оси X (справа)

Теневой фоновый метод (BOS) в настоящее время получил большое распространение из-за относительной простоты применения. Однако качество изображения скачков уплотнения, полученных данным методом, по-прежнему сильно отличается от качества изображений тех же неоднородностей, полученных классическими теневыми методами. В связи с этим возник вопрос о максимальном качестве, возможном при применении ТФМ метода. Для этого была решена обратная задача: по расчётному распределению плотности потока вокруг профиля была смоделирована картина, соответствующая применению ТФМ метода.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ТФМ МЕТОДА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Было задано теоретически рассчитанное поле распределения плотности двумерного потока, обтекающего профиль. Данные представлялись в виде двумерного массива. Построчно рассчитывалось значение производной вдоль координаты OX:

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{M_{i,j} - M_{i,j+1}}{s},$$

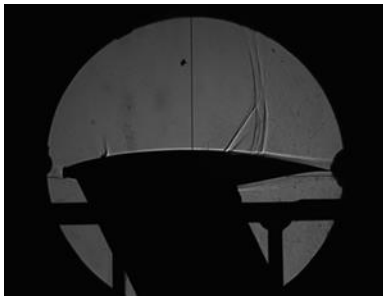
где i, j – номер строки и столбца матрицы, соответственно; $M_{i,j}$ – значение элемента матрицы, s – масштабный коэффициент (м/пикс). Зная значение производной, по формуле из работы [5] вычислялась величина смещения вследствие рефракции Δx:

$$\Delta x = -\frac{\partial \rho}{\partial x} \cdot \frac{z^2}{2},$$

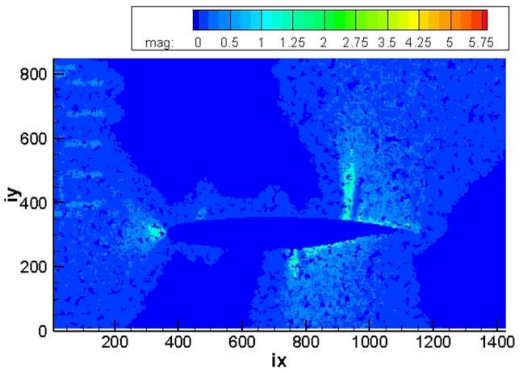
где z – размер неоднородности. Объект представлял собой профиль крыла, расположенный в рабочей части аэродинамической трубы, поэтому продольный (вдоль луча) размер неоднородности принимался равным расстоянию между стенками рабочей части. В качестве фона использовалось изображение хаотически расположенных точек (маркеров), размером 1 пиксель. В среде MatLab была написана программа, сопоставляющая созданному распределению маркеров значение смещения (в пикселях). Таким образом была получена картина, моделирующая смещение маркеров вдоль оси X. Данный метод моделирует применение ТФМ в параллельном пучке лучей, что эквивалентно регистрации изображения маркеров через коллиматор, оптическая неоднородность при этом максимально отклоняет зондирующие световые лучи. В результате получались два изображения: опорное и измерительное. Они обрабатывались программой PIVview с помощью кросскорреляционного анализа, а затем программой Tecplot360EX визуализировалось получившееся поле амплитуды смещения векторов вдоль оси X (рис. 6 в центре).

Сравнение с имеющимися данными

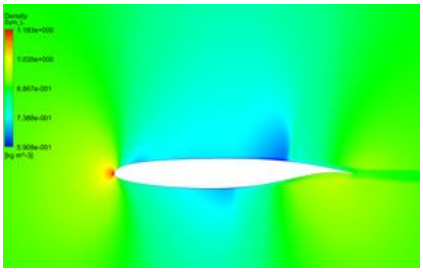
На рис. 7 (левая колонка, работа [2]) представлено истечение сверхзвуковой недорасширенной струи из прямоугольного сопла размером 3×20 мм, верхний кадр – теневая картина с помощью прибора Теплера, нож горизонтальный, средний кадр – применение ТФМ, нижний – расчёт распределения плотности. В правой колонке изображены результаты из работы [6] по распространению ударной волны в плазме – сверху теневая картина, в середине ТФМ, снизу – численный расчёт. Приведенные результаты качественно совпадают с результатами на рис. 6.



Обтекание другого профиля, полученное в параллельных лучах прямотеневым методом

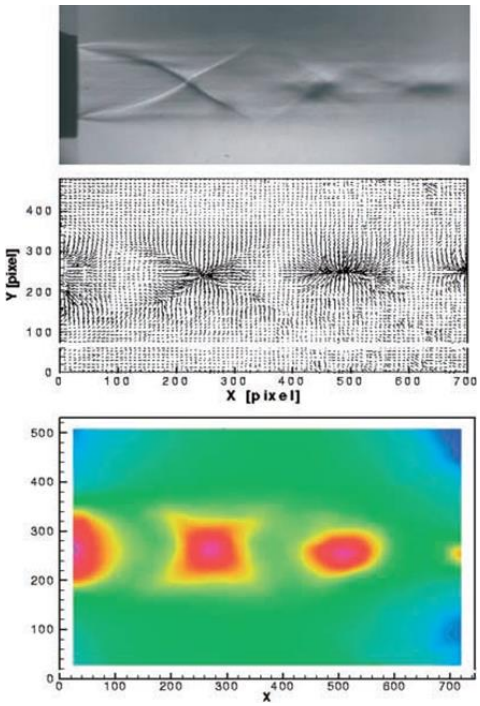


Результат визуализации амплитуды смещения в программе Tecplot для растра с апериодической структурой фонового экрана

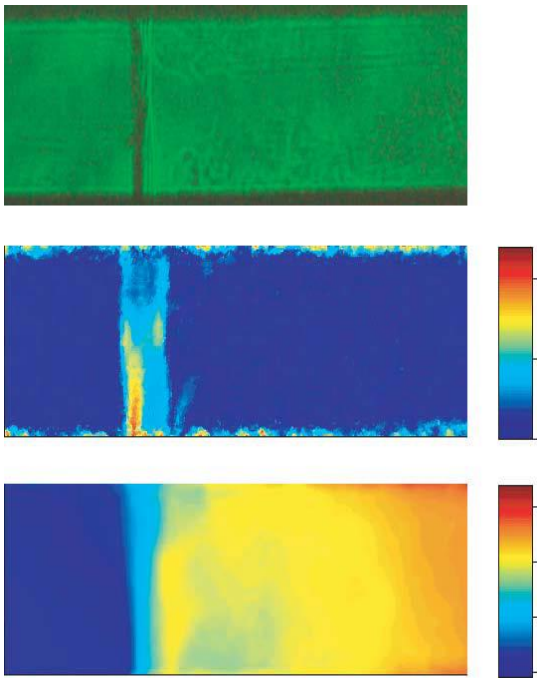


Теоретическое распределение плотности

Рис. 6. Пример теневого изображения обтекания профиля (слева), ТФМ изображения (в центре) и расчётного распределения плотности (справа)



Истечение сверхзвуковой струи, сверху – теневая картина, в середине – ТФМ, снизу – расчёт распределения плотности



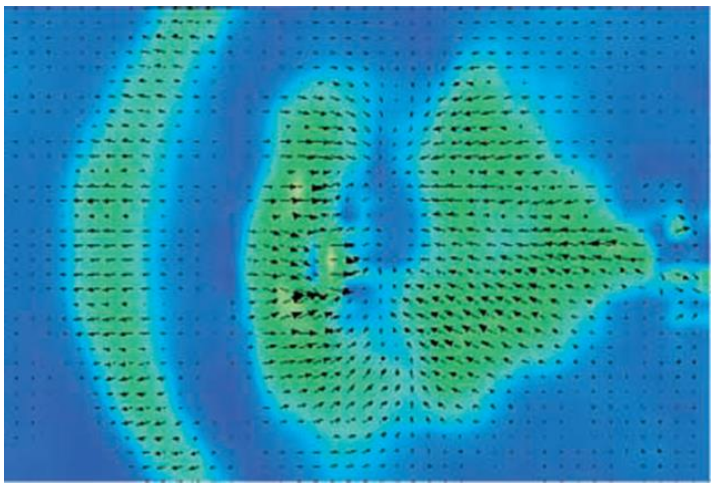
Ударная волна в плазме, сверху – теневое изображение, в середине – ТФМ, снизу – расчёт распределения плотности

Рис. 7. Истечение сверхзвуковой струи [2] и ударная волна в плазме [6]

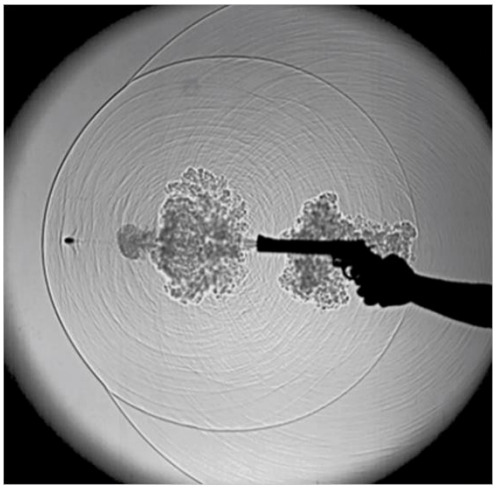
На рис. 8, взятом из работы [2], слева приведена картина выстрела из револьвера, полученная с применением ТФМ, а справа – аналогичная картина, полученная прямотеневым методом. На рис. 9 представлены результаты визуализации тороидального вихря, проведенные как ТФМ (слева), так и методом сдвиговой интерферометрии (справа).

Результаты, представленные на рис. 6-9 свидетельствуют о том, что классические рефрактометрические методы имеют существенно более высокое пространственное разрешение, нежели ТФМ.

В 2019 году на полигоне ГкНИПАС проводились эксперименты по отработке конфигурации сверхзвукового пассажирского самолёта нового поколения. Эксперимент проводился 13 сентября 2019 года в 15 часов при умеренной облачности. Скорость ракетной тележки была равна 1,15 М (391 м/с), рис. 10.

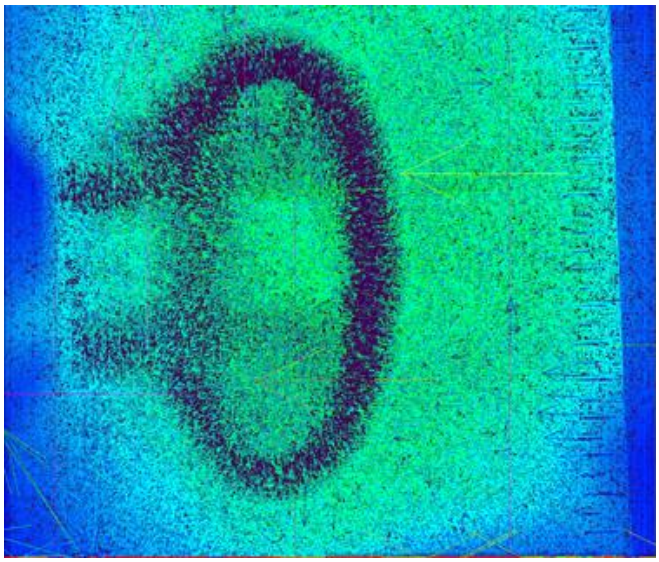


ТФМ

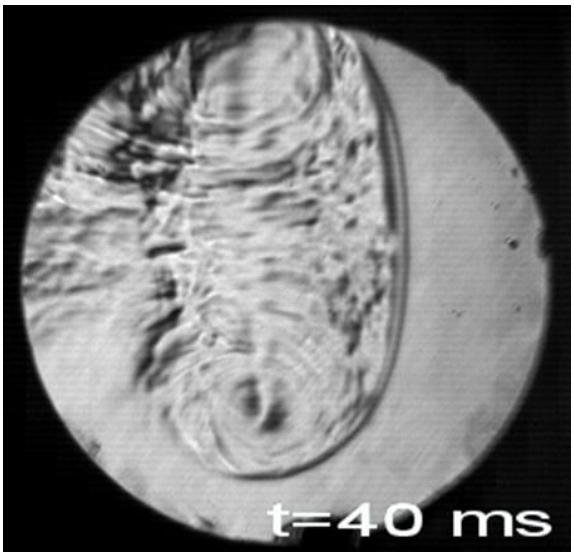


Прямотеневой метод

Рис. 8. Визуализация дульной волны и вихревого кольца, возникающих при выстреле из револьвера [2]



Визуализация тороидального вихря ТФМ методом



Визуализация тороидального вихря методом сдвиговой интерферометрии

Рис. 9. Результаты визуализации тороидального вихря ТФМ (слева) и методом сдвиговой интерферометрии (справа) [7]

Рис. 10. Вид модели и тележки с двигателями на ракетном треке

На рис. 11 представлены один из исходных кадров, (камера NAC MEMRECAM GX-8E, 2000 fps, экспозиция 500 мкс) и результаты обработки кросскорреляционным методом программой PIV VIEW двух различных изображений модели при её перемещении в поле зрения камеры. Из-за большой засветки фона факелом реактивного двигателя, в качестве

опорного кадра брался соседний, где тоже был факел. Время между кадрами 0,5 мс, за это время модель смещалась на 196 мм. Тот факт, что в этом случае приходится снимать быстродвижущийся объект, снижает качество визуализации при обработке соседних кадров, точность выделения будет не меньше расстояния сдвига объекта за время между кадрами.

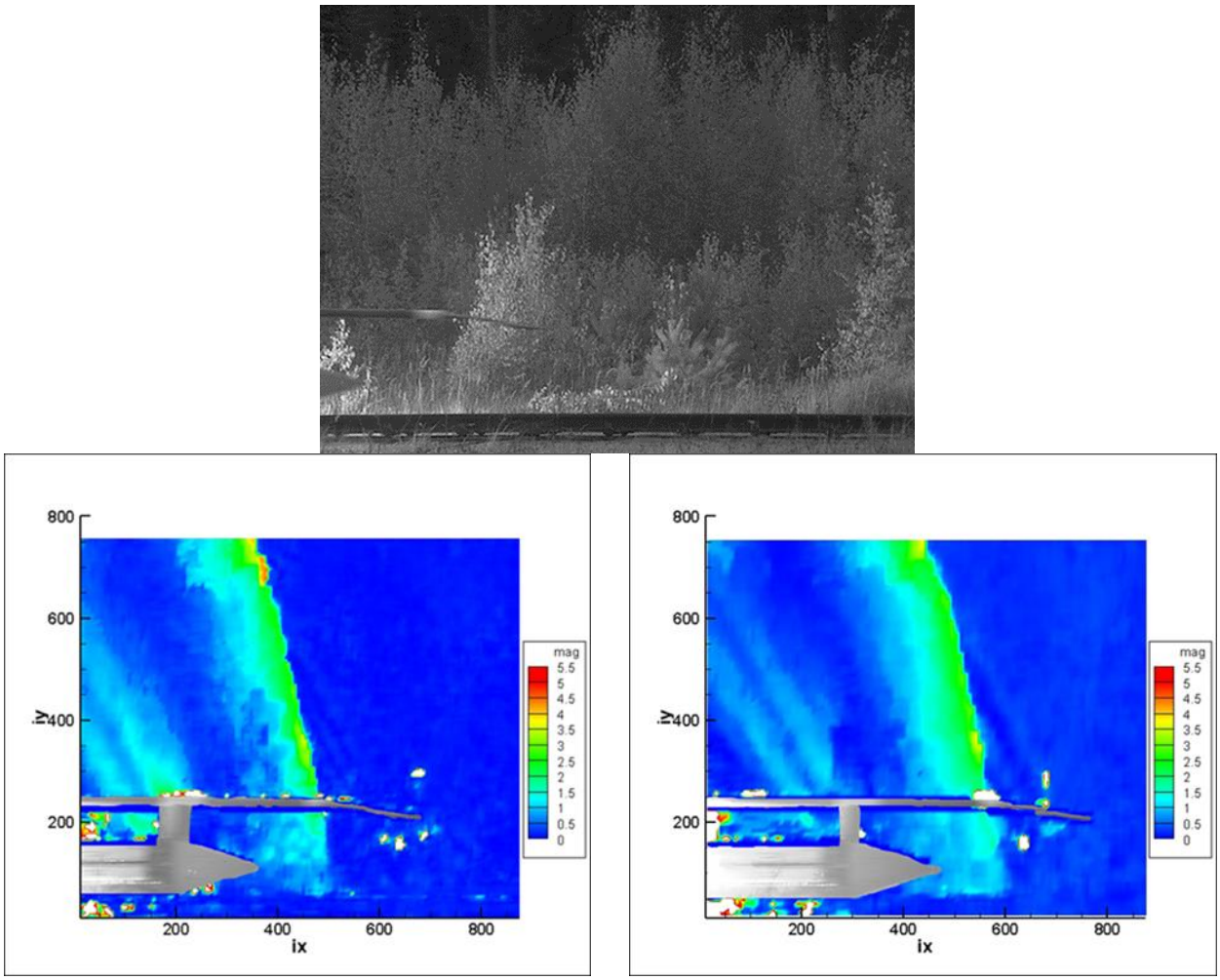


Рис. 11. Кроскорреляция, смещение 196 мм

Использовалась также и другой способ обработки – «Оптический поток». Он (Optical Flow), представляет собой методику, созданную для оценки движения по кадрам видео в задачах машинного зрения. Оптический поток относится к градиентным методам обработки. По сравнению с методами поиска взаимно-корреляционной функции, градиентные алгоритмы имеют большее быстродействие. Расчет производился в среде MatLab с помощью программы Open Optical Flow, доступной в среде Интернет (https://github.com/Tianshu-Liu/OpenOpticalFlow).

На рис. 12 приведены результаты обработки кадров программой Open Optical Flow с той же камеры, частота съёмки 2000 fps, экспозиция 500 мкс. Время между кадрами 0,5 мс, за это время модель смещалась на 196 мм.

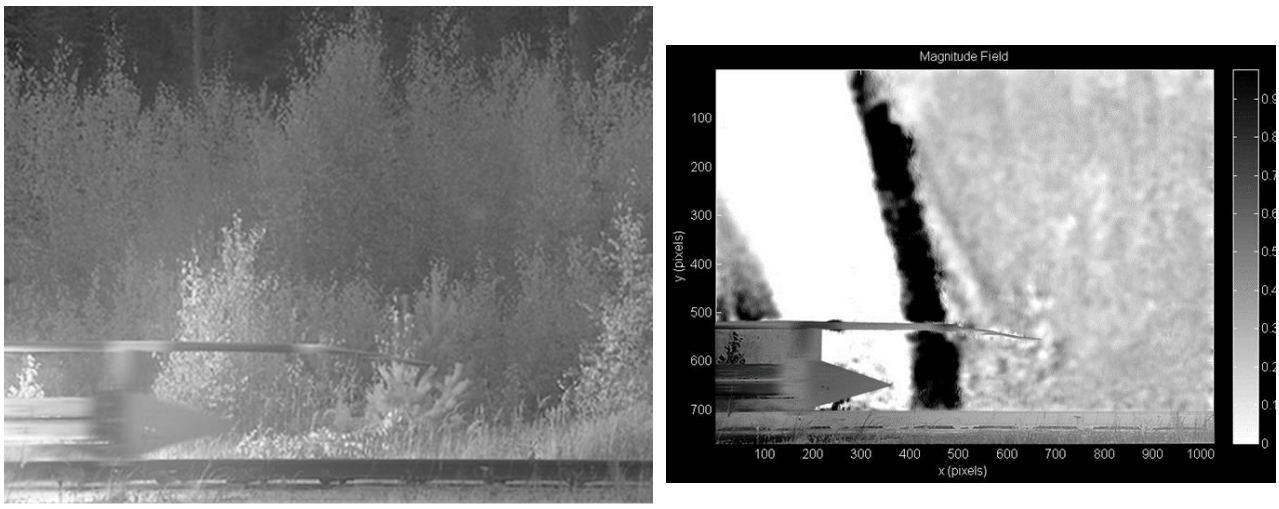


Рис. 12. «Оптический поток», смещение 196 мм

На рис. 13 приведён один исходный кадр и результаты обработки программой Open Optical Flow кадра с аналогичной камеры, расположенной ближе к трассе и снимавшей с частотой 5000 fps, экспозиция 50 мкс, время между кадрами 0,2 мс, за это время модель смещалась на 78 мм. Как видно из этого кадра, программа «Оптический поток» позволила выделить скачки. Программа PIV VIEW не смогла их выделить.

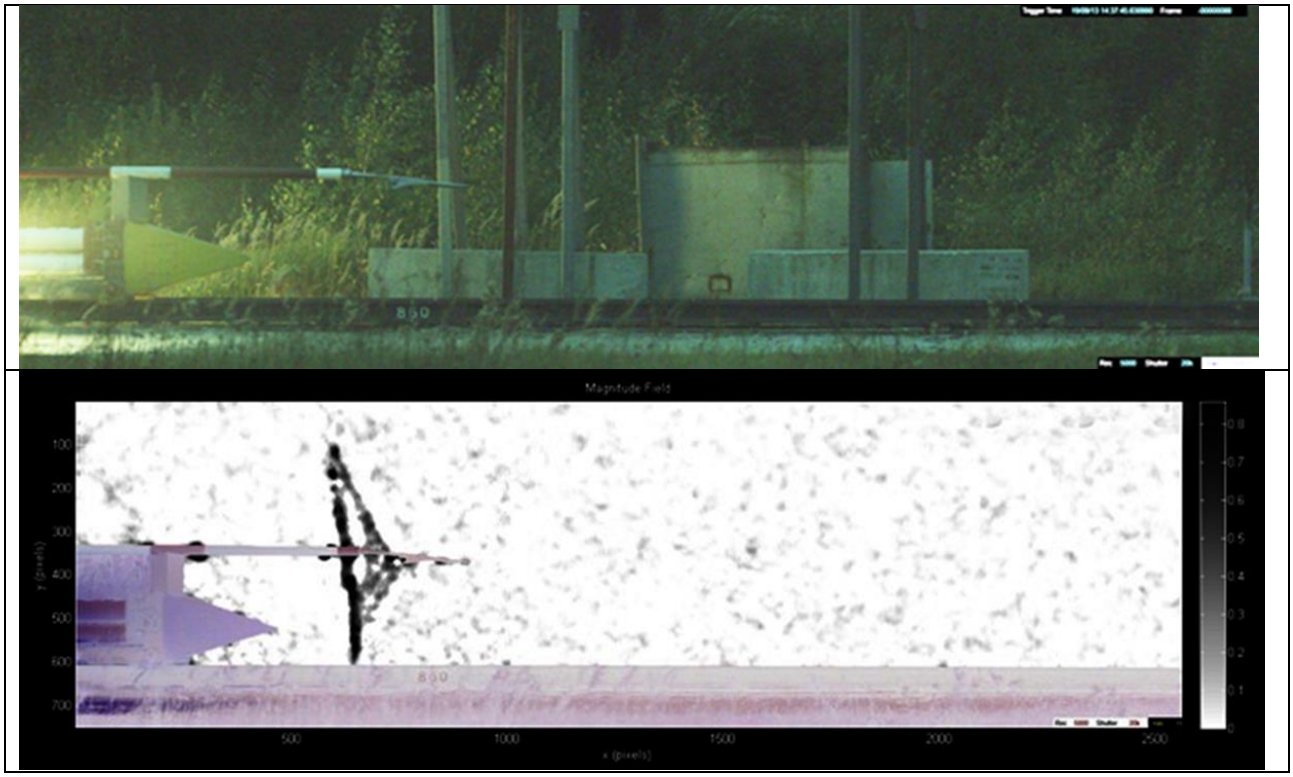
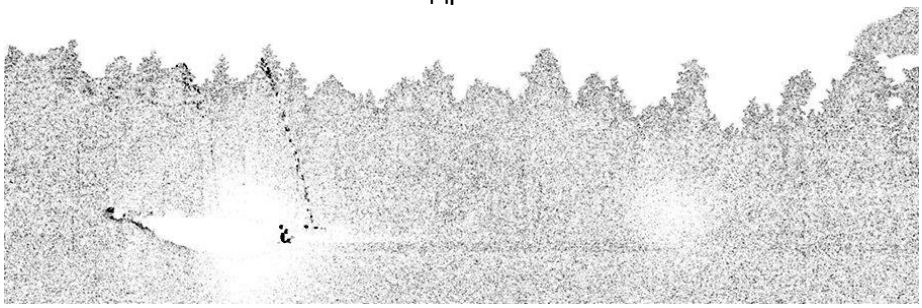


Рис. 13. «Оптический поток», смещение 78 мм

Как ни удивительно, но вполне приемлемые результаты о положении скачков даёт и крайне простой метод вычитания соседних кадров (рис. 14). Однако при расположении самолёта около Солнца возможна визуализация скачков без особых ухищрений (рис. 15).

кадр 357

кадр 358



Инвертированный результат вычитания 357 и 358 кадра

Рис. 14. Результат вычитания соседних кадров с помощью программы ImageJ время между кадрами 0,2 мс, смещение модели на 78 мм

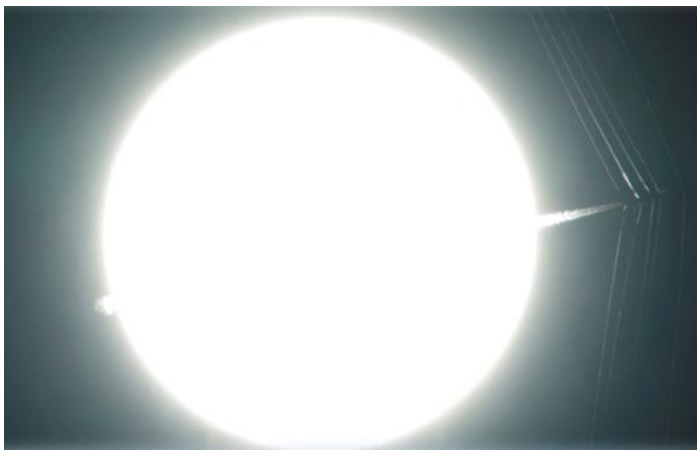


Рис. 15. Пролёт сверхзвукового самолёта на фоне диска Солнца [8]

На данном снимке, приведенном в работе [8], показана весьма чёткая структура скачков уплотнения вокруг самолёта, полученная без каких-либо специальных методов визуализации. Правда, несколько настораживает резко обрывающийся след самолёта в левой части кадра.

Из представленных результатов можно сделать вывод, что точность выделения границ оптических неоднородностей классическими теневыми методами по-прежнему выше, чем ТФМ. Данный факт, по-видимому, объясняется существенно меньшим числом маркеров по сравнению со всем полем неоднородности, вследствие чего в картине, сформированной

классическим теневым методом, участвует всё поле неоднородности, в то время как в ТФМ методе картина создаётся лишь по смещению дискретных маркеров. Таким образом, качество картины течения, полученное ТФМ остаётся ниже качества теневого метода и находится на уровне расчётных численных методов, что обуславливается дискретностью расчётной сетки и дискретностью маркеров. Тем не менее, ТФМ позволяет получать картины обтекания моделей при условиях невозможности использования теневых и интерференционных приборов – в данной рабочей части Т-128 установить теневой прибор принципиально невозможно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теневой фоновый метод надёжно выделяет оптические неоднородности как при экспериментах на аэродинамических трубах, так и на ракетном треке. В двумерной постановке по заданному распределению плотности течения вокруг профиля в параллельных лучах смоделирована идеальная картина обтекания, соответствующая ТФМ. Проведено сравнение полученных результатов с данными других авторов, применявших расчётный, теневой и ТФМ для визуализации течений. Получено достаточно хорошее соответствие полученных результатов с аналогичными. Классические рефрактометрические методы по-прежнему обладают большей точностью выделения неоднородностей, теневой фоновый метод обладает большей универсальностью, что позволяет его использовать там, где классика неприменима.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gray S.** Settles Schlieren and Shadowgraph Imaging in the Great Outdoors // Proceedings of PSFVIP – 2, May 16-19, 1999. Honolulu, USA.
2. **Meier G.E.A.** Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 2002. Vol. 33(1). P. 181-187.
3. **Weinstein L.M.** Large-field schlieren visualization from wind tunnel to flight // Proceedings of VSJ-SPIE98, December 6-9, 1998. Yokohama, Japan.
4. **Апенко М.И., Дубовик А.С., Дурейко Г.В.** Прикладная оптика. М.: Недра, 1982. 612 с.
5. **Beermann R., Quentin L., Pösch A., Reithmeier E., Kästner M.** Background oriented schlieren measurement of the refractive index field of air induced by a hot, cylindrical measurement object // Applied Optics. 2017. Vol. 56. № 14. P. 4168-4179.
6. **Глазырин Ф.Н., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н., Цзинь Ц.** Исследования ударно-волнового течения в канале теневым и теневым фоновым методами // Автометрия. 2012. Т. 48. №3. С. 101-110.
7. **Inshakov S.I., Skornyakova N.M., Poroykov A.Yu., Sychev D.G.** Visualization of the aerodynamic vortices by Background Oriented Schlieren // Proceedings of 10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing. Naples, Italy, 15-18 June, 2015. ISBN 978-88-906484-3-4. 13 p. Paper ID: 176.
8. **Larsen N., Banks D.** Seeing Shock Waves: Background Oriented Schlieren for Flight Test // SETP 49th European Symposium, July 14, 2017.

Inshakov S.I., Kudryavtseva E.D.

Federal Autonomous Institution "Central Aerohydrodynamic Institute named after N.E. Zhukovsky", FAU "TsAGI", Russia,
140180, Zhukovsky, Moscow region, Zhukovsky str., 1, e-mail: mera@tsagi.ru

ANALYSIS OF REFRACTOMETRIC METHODS APPLIED TO THE STUDY OF FLOWS ON GAS-DYNAMIC EQUIPMENT

ABSTRACT

The results of comparing the results of using the shadow background method (BOS) and classical visualization methods (schlieren and shadow methods, shear interferometry) are presented in relation to gas-dynamic studies in wind tunnels and for a model of one of the layouts of a supersonic passenger aircraft on a rocket track. Examples of modeling the BOS pattern of the method, in particular, around the profile obtained from the calculated density distribution around it, are given. The flow in an underexpanded supersonic jet, the flow in a toroidal vortex, and the flow with a shock wave in a low-temperature plasma are also considered. A comparison with the works of other authors is given. The analysis of the accuracy of optical inhomogeneities in classical and modern methods is carried out. The advantages and disadvantages of each of the methods are analyzed and the areas of their applicability are indicated.

AERODYNAMIC EXPERIMENT, VISUALIZATION, SHADOW METHODS, SHEAR INTERFEROMETRY, BOS METHOD

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.314

Ведяшкина А.В.[1], Расковская И.Л.[2], Павлов И.Н.[2]

[1]Акционерное общество «Особое конструкторское бюро Московского энергетического института» (АО «ОКБ МЭИ»), Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14,
E-mail: an.vedyashkina@gmail.com
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КАУСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ КРАЕВОГО УГЛА СМАЧИВАНИЯ КАПЛИ, ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ С ПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКИ

АННОТАЦИЯ

В работе рассматривается новая область применения метода каустик оптического излучения, который в настоящее время широко применяется для исследования прочностных характеристик твердых сред, а также для количественной оценки коэффициентов интенсивности статических и динамических напряжений в механике разрушения как для прозрачных, так и для непрозрачных материалов. Ввиду того, что каустические поверхности наблюдаются в ряде экспериментов по зондированию капли жидкости, лежащей на горизонтальной подложке, широким лазерным пучком, выдвинуто предположение о возможности применения метода каустик. В основе предлагаемого подхода лежит регистрация геометрических параметров каустик, образующихся при зондировании оптически-неоднородной среды, для получения дополнительной информации о микрорельефе поверхности капли жидкости, испаряющейся с прозрачной подложки.

МЕТОД КАУСТИК, ОПТИКА КАТАСТРОФ, ЛАЗЕРНАЯ РЕФРАКТОГРАФИЯ, ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ЖИДКОСТИ, КРАЕВОЙ УГОЛ СМАЧИВАНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Смачивание и растекание жидких капель и пленок по твердым поверхностям считается одной из фундаментальных проблем физики жидкости и теплообмена из-за их важности в различных практических процессах, включая многие промышленные, сельскохозяйственные и биомедицинские приложения. Особое внимание при исследовании смачивания и растекания уделяется также процессам конденсации, испарения и многофазным течениям. Измерение краевых углов контакта жидкости с твердым телом также является важной задачей в различных научных и производственных отраслях, от аэрокосмической техники до изготовления гидрогелевых контактных линз. Знание краевых углов необходимо для исследования адгезии в гранулированных материалах, а также для диагностики капиллярных явлений.

Оптические методы измерения краевых углов и диагностики профиля капли очень разнообразны. Наиболее распространенным по причине простоты реализации является метод сидячей капли, при котором капля жидкости наблюдается сбоку через гониометр [1].

На сегодняшний день ни один из методов определения краевого угла смачивания не является универсальным и не дает исчерпывающей информации о характеристиках поверхности, таких как макро- и микрорельеф поверхности капли, и их динамике в процессе испарения капли. Дополнительную информацию помогает получить сочетание различных оптических методов. В связи с указанным выше перспективным является направление усовершенствования существующих оптических методов, предложение новых способов для количественной оценки динамики краевого угла и параметров макро- и микрорельефа поверхности капли.

В ряде экспериментов при зондировании капли, лежащей на прозрачной подложке, широким коллимированным лазерным пучком, на экране наблюдались каустики, области, где интенсивность светового поля резко возрастала [2-4].

В данной статье рассматривается предположение, что каустика, или оптическая катастрофа, возникающая в результате преломления лазерных лучей каплей, несет в себе дополнительную информацию о растекании и испарении капли, а конфигурации рефракционных изображений зависят от времени и зависят от свойств капли.

МЕТОД КАУСТИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Под каустическими поверхностями понимаем огибающие семейства лучей [5], они также характеризуются высокой интенсивностью волнового поля, что позволяет наблюдать каустики световых полей без использования специализированного оборудования. Кроме оптики, каустики являются источником дополнительной информации для решения прикладных задач в радиотехнике и акустике. Метод каустик заключается в зондировании исследуемого объекта световым пучком и оценке его характеристик на основе геометрических параметров каустических поверхностей, которые образуются при рефракции или отражении. Отличие метода каустик от классических оптических методов заключается в возможности определения точек перегиба кривой в модели неоднородности и их местоположения с помощью геометрических параметров каустик. Этот метод не требует дорогостоящего оборудования и может использоваться для исследования прочностных характеристик твердых материалов, а также для оценки коэффициентов интенсивности статических и динамических напряжений в механике разрушения как для прозрачных, так и для непрозрачных материалов.

На сегодняшний день с помощью оптики катастроф успешно описываются многие оптические явления в природе, но, исходя из данных, доступных в открытой печати, для количественного измерения физических параметров объектов исследования метод каустик применяется относительно редко. В свою очередь, результаты использования метода каустик для решения задач количественной оценки напряжений и деформаций в изотропных средах говорят о возможности его адаптации к измерениям физических параметров сред в условиях возникновения каустик [6, 7].

Помимо этого, исследование взаимосвязи параметров каустических поверхностей, возникающих при зондировании структурированным лазерным излучением неоднородной среды с существенным градиентом показателя преломления, способствовало развитию метода лазерной рефрактографии [8]. В работах [9-11] было описано применение лазерного рефрактографического метода диагностики стратифицированных жидкостей по положению каустик лазерного излучения, который реализовывался следующим образом:

1. Зондирование оптически неоднородной среды структурированным лазерным излучением, представляющим собой вертикальный плоский лазерный пучок фиксированной ширины;

2. Регистрация рефрактограммы с помощью цифровой фотокамеры через фронтальную стенку кюветы, внутри которой находится оптически неоднородная жидкость;

3. Обработка экспериментальных рефрактограмм на персональном компьютере с помощью специального программного обеспечения.

ФОРМИРОВАНИЕ КАУСТИК ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ КАПЛИ, ЛЕЖАЩЕЙ НА ПРОЗРАЧНОЙ ПОДЛОЖКЕ

Рассмотрим эксперимент с испаряющейся каплей воды, находящейся на горизонтальной прозрачной подложке. Схема эксперимента по зондированию широким коллимированным лазерным пучком капли воды представлена на рис.1 (более подробно условия проведения эксперимента и экспериментальная установка описаны в работе [2]).

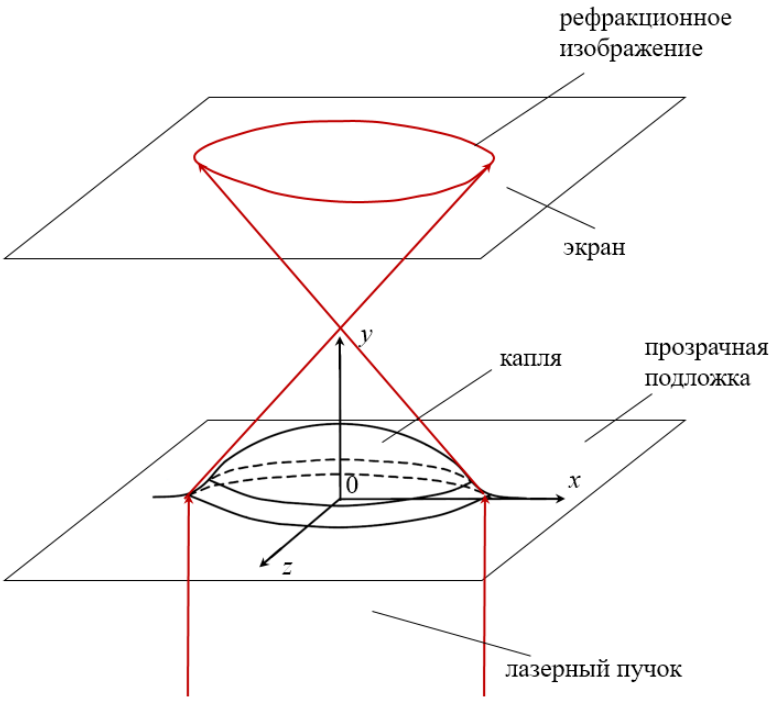


Рис. 1. Схема получения рефракционного изображения широкого коллимированного лазерного пучка, зондирующего каплю жидкости

При прохождении широкого лазерного пучка через испаряющуюся каплю лучи преломляются, создавая рефракционное изображение на экране с характерным ярким контуром. Согласно оптике катастроф [12] в результате фокусировки преломленных лучей образуются каустические поверхности. Геометрическая оптика не позволяет должным образом описать интенсивность поля в области каустических поверхностей в эксперименте, однако с ее помощью можно показать, как формируется рефракционное изображение при наличии каустик.

Для моделирования зондирования лазерного пучка капли воды с показателем преломления n использовались схема, представленная на рис. 2, и описанные ниже соотношения. Пусть профиль капли в плоскости XOY описан с помощью модели $h(x)$, краевой угол в этой плоскости равен θ. Для единичного луча с координатой входа x_0 угол наклона касательной к поверхности капли в точке пересечения капли лазерным лучом равен θ_0, таким образом, верно выражение $\operatorname{tg}\theta_0 = \left.\dfrac{\mathrm{d}h(x)}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_0}$. Для определения угла отклонения лазерного луча с координатой входа x_0 от направления распространения после прохождения капли воспользуемся законом Снеллиуса (1):

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_0}{n}, \qquad (1)$$

где n_0 для рассматриваемого случая – показатель преломления воздуха, равный 1. Расстояние от подложки до экрана, на котором регистрируется рефракционная картина, равно P, расстояние между яркой линией и краем капли в плоскости экрана равно L.

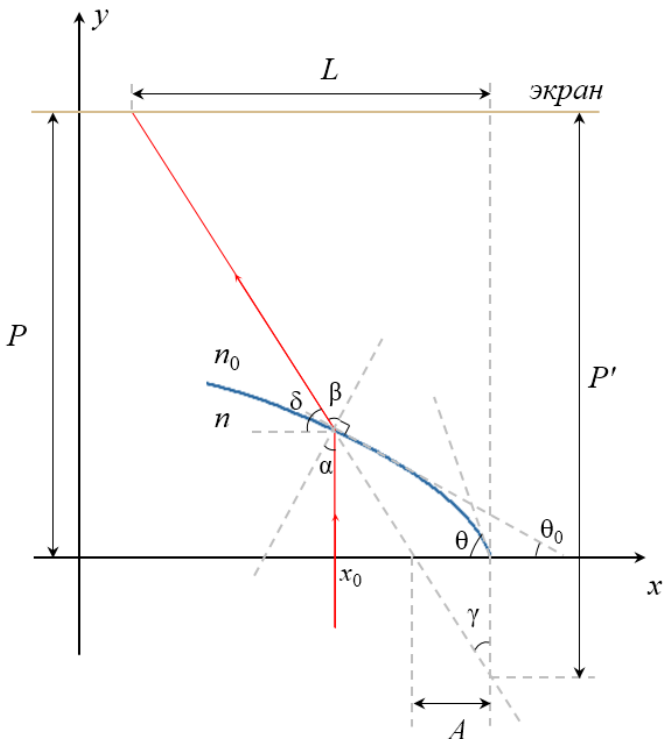


Рис. 2. Иллюстрация прохождения лазерного луча через каплю

Из рис. 2 видно, что $\alpha = \theta_0$, а $\delta = \theta_0 + \frac{\pi}{2} - \beta$. Так как из выражения (1) следует, что $\beta = \arcsin(\sin\alpha \cdot n)$, верно $\delta = \frac{\pi}{2} + \theta_0(1-n)$.

Таким образом, траектория распространения лазерного луча с точкой входа x_0 после прохождения капли описывается выражением (2):

$$f_0(x) = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\left(\left.\frac{\mathrm{d}h(x)}{\mathrm{d}x}\right|_{x=x_0}\right)\cdot(1-n)\right)(x-x_0) + h(x_0). \qquad (2)$$

Для моделирования рефракции лучей так же необходимо учесть условие полного внутреннего отражения: при $\theta_0 \geq \arcsin(1/n)$ лучи не преломляются, а отражаются от поверхности внутри капли.

Результаты экспериментов, описанные в [13, 14], показывают, что для разных жидкостей и/или в разные моменты времени растекания капли жидкости, в частности для испаряющейся неподвижной капли, профиль капли вблизи линии контакта различен. Рассматриваемые в работе варианты формы осесимметричных профилей капли для исследования возникающих в результате зондирования каустик показаны на рис. 3. Результаты компьютерного моделирования представлены на рис. 4.

Для моделирования форма профиля капли задавалась кусочно-полиномиальной аппроксимацией, вблизи границы переходов полиномиальных функций возникают погрешности моделирования, которые в дальнейшем необходимо учитывать при применении метода каустик в обработке экспериментальных рефракционных картин.

В работе [13] указано, что условием возникновения каустик является наличие точки перегиба в модели, описывающей поверхность капли, что также подтверждается приведенными выше результатами моделирования. Под точкой перегиба понимаем точку, в которой градиент функции уровня поверхности имеет экстремум. На рис. 5 показано формирование каустики для модели с точкой перегиба и углом $\theta = 2^{\circ}$. Для этой же модели на рис. 6 показано формирование рефракционной картины в сечении *XOY* в трехмерном отображении.

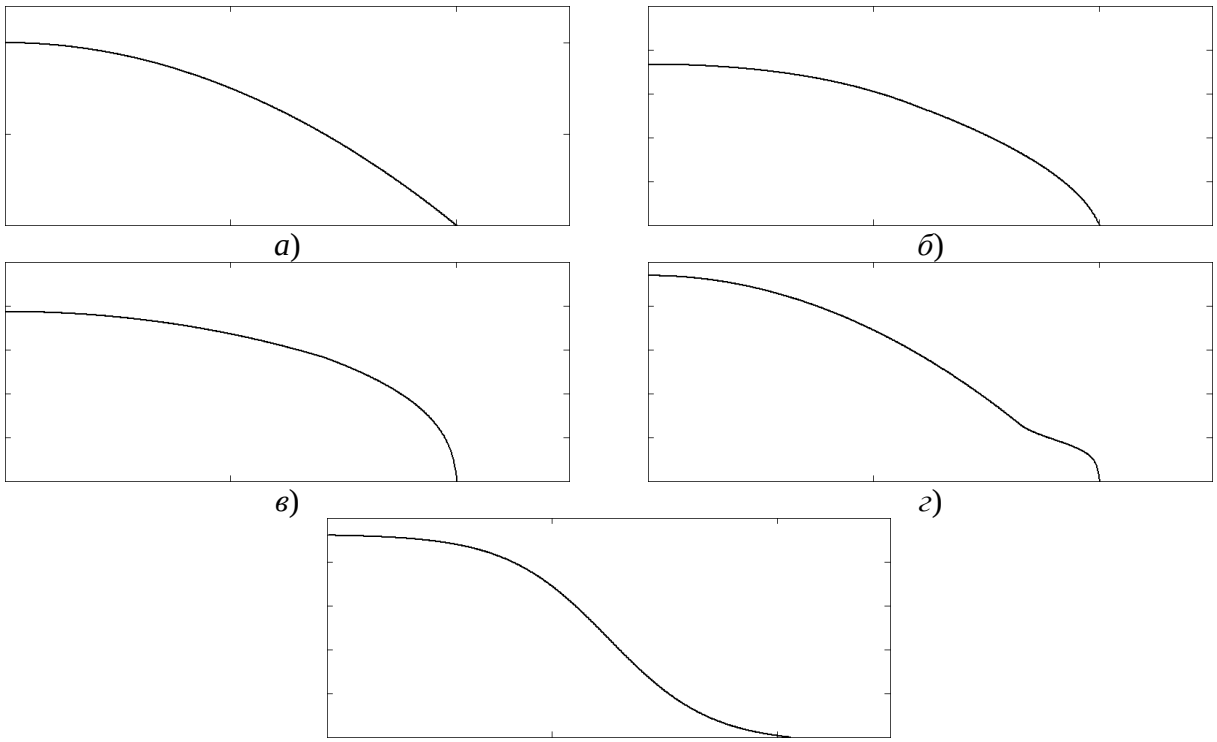
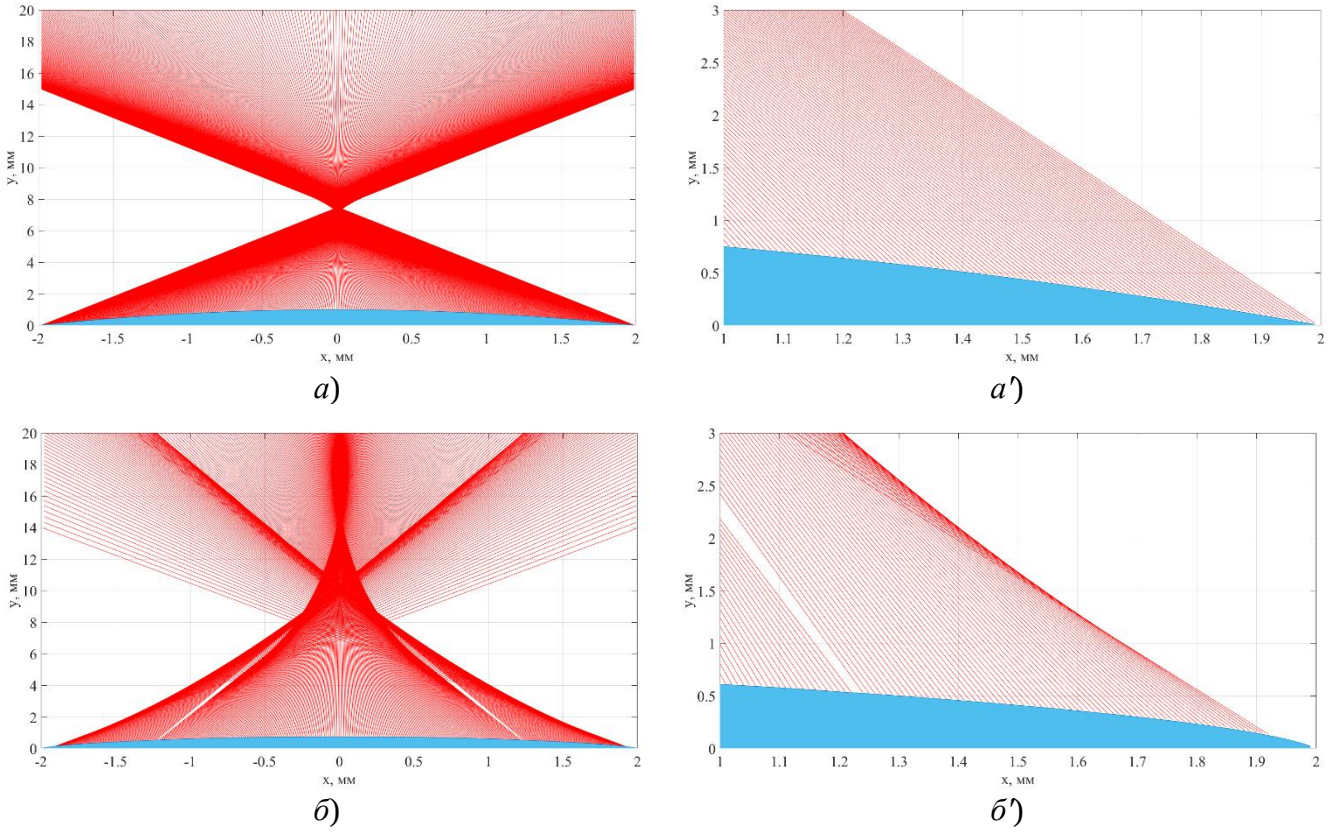


Рис. 3. Варианты формы профилей капли, используемые для моделирования зондирования лазерного пучка: *а*) θ = 45º; *б*) θ = 68º; *в*) θ = 86º; *г*) профиль имеет точку перегиба, θ = 89º; *д*) профиль имеет точку перегиба, θ = 2º



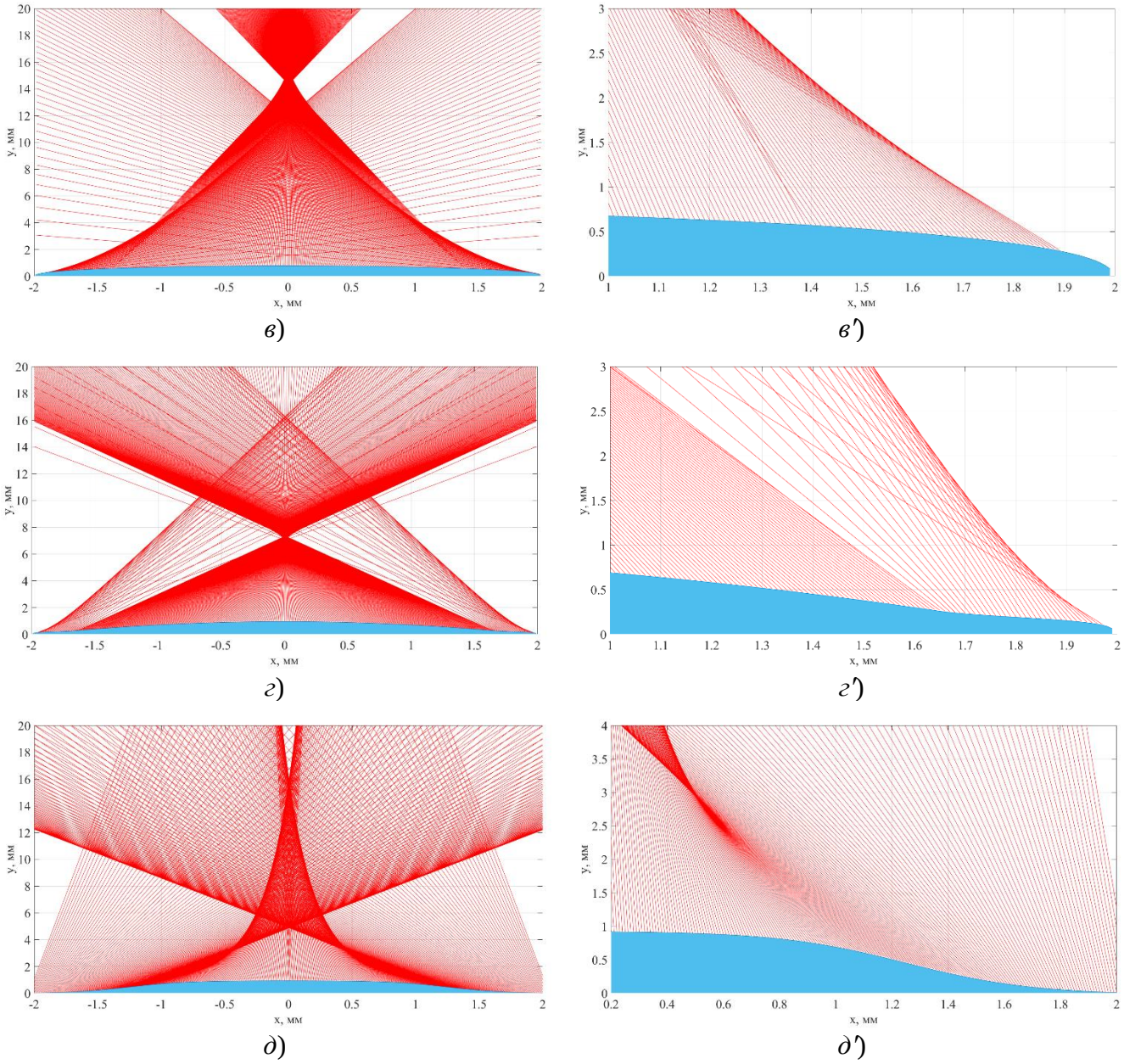


Рис. 4. Результаты моделирования зондирования лазерного пучка для капли с параметрами профиля: *а*), *а′*) θ = 45º; *б*), *б′*) θ = 68º; *в*), *в′*)θ = 86º; *г*), *г′*) профиль имеет точку перегиба, θ = 89º; *д*), *д′*) профиль имеет точку перегиба, θ = 2º

Для решения обратной задачи рефракции и определения угла θº по рефракционной картине в плоскости экрана вернемся к анализу рис. 2. Из рисунка видно, что $\gamma = \beta - \alpha$. Так же $\operatorname{tg}\gamma = \dfrac{L}{P'}$; $\operatorname{tg}\gamma = \dfrac{A}{P'-P}$, тогда $P'(L-A) = L \cdot P \Rightarrow P' \approx P$ при $A \ll L$. С учетом выражения (1) и равенства углов α и θ_0, угол θ_0 можно определить с помощью выражения:

$$\theta_0 = \frac{\operatorname{arctg}\left(\dfrac{L}{P}\right)}{n-1}. \qquad (3)$$

Таким образом, по яркой линии, каустике, на рефракционной картине, формируемой на экране, можно определить угол наклона касательной к графику, описывающему модель профиля поверхности капли, вблизи точки перегиба.

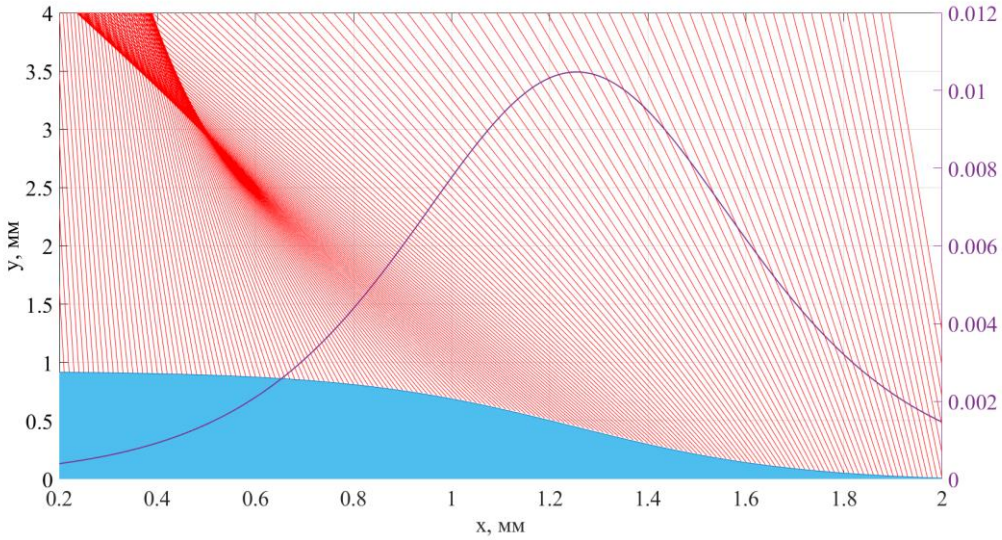


Рис. 5. Формирование каустики для модели с точкой перегиба и углом θ = 2º
и градиент выбранной модели $h(x)$

На рис. 7 продемонстрированы результаты эксперимента по зондировании капли дистиллированной воды широким коллимированным лазерным пучком и динамика рефракционных изображений во времени.

Анализ рисунков показывает, что конфигурация изображения изменяется по мере испарения капли (изменении краевого угла), поскольку изображение чувствительно к форме края. Когда лазерный луч проходит через каплю жидкости, форма края капли оказывает существенное влияние на распределение света. Капля может действовать как линза, фокусирующая свет на удаленный экран. Однако из-за неоднородности формы капли возникают каустические поверхности, которые являются областями сосредоточения интенсивного света. При испарении капли на экране наблюдаются изменяющиеся с течением времени рефракционные изображения.

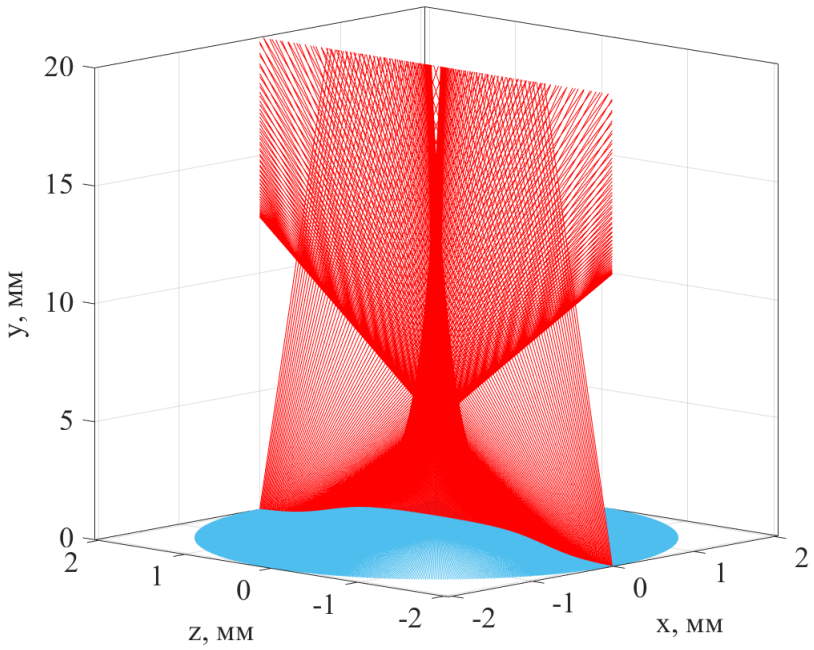


Рис. 6. Формирование рефракционной картины в сечении XOY в трехмерном отображении
для модели с точкой перегиба и углом θ = 2º

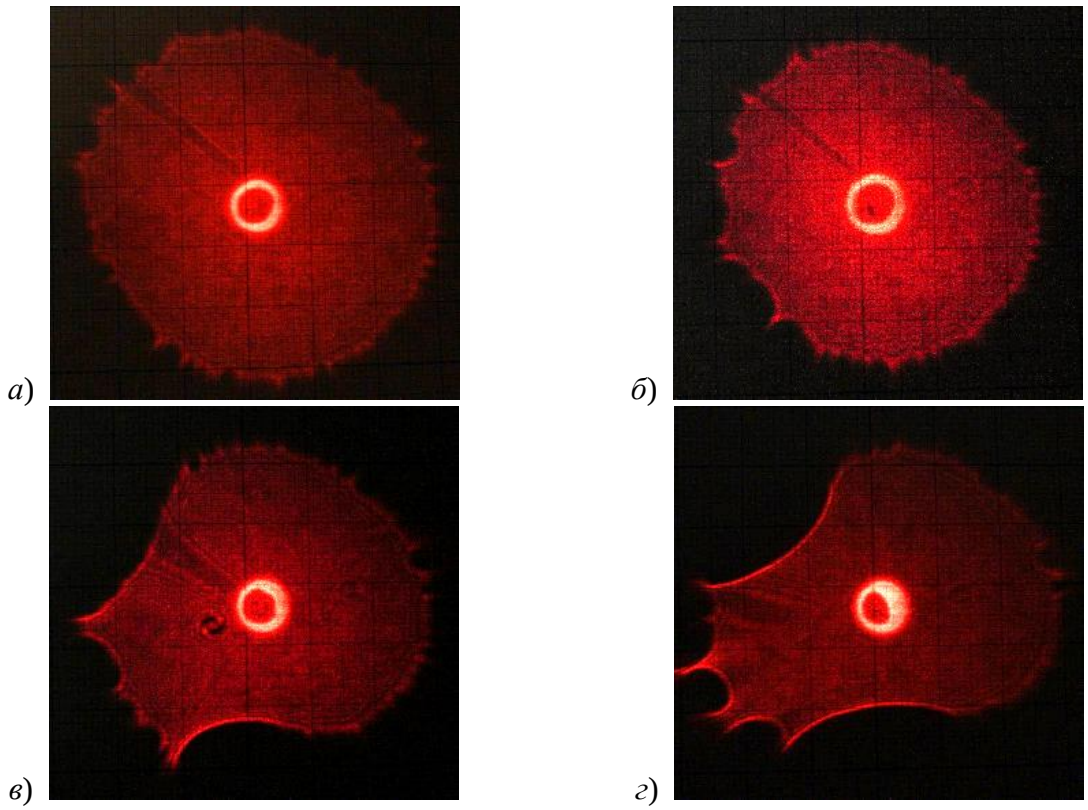


Рис. 7. Динамика изменения рефракционных изображений при испарении капли дистиллированной воды объемом 10 мкл на стеклянной подложке с шероховатостью 10 нм. Время от начала эксперимента: *а*) 45 минут; *б*) 50 минут; *в*) 52 минуты; *г*) 59 минут

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе продемонстрированы новые возможности применения метода каустик, известных также как оптические катастрофы. Показано формирование каустик на рефракционном изображении лазерного пучка, зондирующего каплю жидкости, лежащую на прозрачной подложке. Описана возможность применения метода каустик для получения дополнительной информации о микрорельефе поверхности капли.

Анализ, основанный на оптике катастроф, интерпретирует формирование рефракционных изображений лазерного пучка, зондирующего каплю жидкости. Анализ показывает, что каустика, визуализирующаяся как яркая линия на экране, обусловлена линией перегиба на поверхности жидкости вблизи линии контакта, которая может образовываться не только при растекании капель, но и при растекании пленок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Majumder B., Katarkar A., Bhaumik S.** Effect of structured surface on contact angle using sessile droplet method // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2020. Vol. 814. №. 1. P. 012034.
2. **Павлов И.Н., Расковская И.Л., Толкачев А.В.** Структура микрорельефа поверхности испаряющейся с шероховатой подложки капли как возможная причина гистерезиса краевого угла // ЖЭТФ, 2017. Т. 151, №. 4. С. 670–681.
3. **Павлов И.Н., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.** Восстановление профиля поверхности капли жидкости на основе послойного лазерного зондирования // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43, №. 13. С. 19-25.
4. **Chao F.D., Mcquillen J.B., Sankovic J.M., Zhang N.** Catastrophe optics method to determine the micro-nano size profiles at TPL of liquid films on a solid surface // Proceedings of the ASME 2009. P. MNHMT2009-18335.

5. **Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.** Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1980. 304 с.
6. **Yuana Y., Zhang Q., Sheng C., Zhanga Z.** Theoretical model of caustics method for the interfacial cracks // Engineering Fracture Mechanics, 2020. Vol. 233. P. 107006.
7. **Qiu P., Yue Z., Yang R., Li J.C.** Effects of vertical and horizontal reflected blast stress waves on running cracks by caustics method // Engineering Fracture Mechanics, 2019. Vol. 212. P. 164-179.
8. **Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С.** Лазерная рефрактография. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 176 с.
9. **Ведяшкина А.В., Ринкевичюс Б.С., Павлов И.Н.** Исследование диффузионного слоя жидкости с помощью рефракции структурированного лазерного излучения // Сборник научных трудов VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике, 2017. С. 217-218.
10. **Ведяшкина А.В., Расковская И.Л., Павлов И.Н.** Применение метода каустик для исследования процессов тепло- и массопереноса в жидкостях // Сборник научных трудов X Международной конференции по фотонике и информационной оптике, 2021. С. 431-432.
11. **Vedyashkina A.V., Rinkevichyus B.S., Raskovskaya I.L., Pavlov I.N.** Laser radiation caustics method for quantitative diagnostic of transparent inhomogeneous media // Progress in Electromagnetics Research Symposium, 2017. P. 754-758.
12. **Larkin S.** Lasers and Electro-Optics Research at the Cutting Adge. Nova, New York, 2007. 293 p.
13. **Zhang N., Chao F.D.** Caustics and caustic-diffraction in laser shadowgraphy of a sessile drop and identification of profile near contact line // Optics & Laser Technology, 2003. P. 155-161.
14. **Šikalo Š., Wilhelm H.-D., Roisman I.V., Jakirlić S., Tropea C.** Dynamic contact angle of spreading droplets: Experiments and simulations // Physics of fluids, 2005. Vol. 17. P. 062103.

Vedyashkina A.V.[1], Raskovskaya I.L.[2], Pavlov I.N.[2]

[1]Joint Stock Company "Special Research Bureau of Moscow Power Engineering Institute" (JSC "OKB MEI"), Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: an.vedyashkina@gmail.com
[2]National Research University "MPEI", Russia

APPLICATION OF THE METHOD OF CAUSTIC LASER RADIATION TO DIAGNOSIS THE CONTACT ANGLE OF A DROP EVAPORATING FROM A TRANSPARENT SUBSTRATE

ABSTRACT

The paper considers a new application of the caustic optical radiation method, which is currently widely used to study the strength characteristics of solid media, as well as to quantify the intensity factors of static and dynamic stresses in fracture mechanics for both transparent and opaque materials. In view of the fact that caustic surfaces are observed in a number of experiments on probing a liquid drop lying on a horizontal substrate with a wide laser beam, an assumption was made about the application of the caustic method. This method is based on the registration of the geometric parameters of caustics formed during probing of an optically inhomogeneous medium, to obtain additional information about the microrelief of the surface of a liquid drop evaporating from a transparent substrate.

CAUSTIC METHOD, CATASTROPHIC OPTICS, LASER REFRACTOGRAPHY, LIQUID BOUNDARY LAYER, CONTACT ANGLE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Арбузов В.А.[1,3,4], Арбузов Э.В.[1,2,3], Дубнищев Ю.Н.[1,3,4], Лукашов В.В.[1], Золотухина О.С.[1]

[1] ФГБУН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, г. Новосибирск, Академика Лаврентьева пр-т, 1, E-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru
[2] ФГБУН Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, Россия, 630090, г. Новосибирск, Академика Коптюга пр-т, 4, E-mail: arbuzov@math.nsc.ru
[3] ФГБУН Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073, г. Новосибирск, Карла Маркса пр-т, 20, E-mail: oit@ftf.nstu.ru
[4] ФГБУН Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Россия, 630058, г. Новосибирск, Русская ул., 41, E-mail: info@tdisie.nsc.ru

ГИЛЬБЕРТ-ТОМОГРАФИЯ ГАЗОВЫХ СТРУЙ И ПЛАМЁН

АННОТАЦИЯ

Преобразования Фурье и Гильберта в значительной степени определяют плодотворный синтез идей и методов, развиваемых в прикладной оптике. Обсуждается метод гильберт-томографии полей фазовой и оптической плотности и его приложения в диагностике газовых и реагирующих сред (пламён). Трёх- и четырёхракурсная томография с использованием зондирующих световых пучков, ориентированных под углами 0°, ±45° и 90°, впервые реализована на базе модернизированного широкоапертурного теневого прибора ИАБ-463М. Гильберт-визуализированные фазовые структуры регистрируются скоростной видеокамерой и подвергаются компьютерной обработке. Приведены примеры томографической гильберт-диагностики пространственной структуры газовых струй и пламён. Обсуждаются результаты, возможные приложения и перспективы развития гильберт-томографических технологий.

ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ, ГИЛЬБЕРТ-ОПТИКА, ГАЗОВЫЕ СТРУИ, ПЛАМЁНА

ВВЕДЕНИЕ

Оптическая томография нашла широкое применение в диагностике газовых и конденсированных сред [1-3], плазмы [4, 5], исследовании тепло- и массообмена [6] и т.д. Для получения проекционных данных в оптической томографии обычно используются трансмиссионные [7], интерферометрические и голографические [8-10], рефракционные [11], дифракционные [12] и другие технологии, а также методы, основанные на визуализации и анализе треков частиц Tomographic Particle Image Velocimetry (Tomographic PIV) [13-15]. В [16] выполнены измерения 3D поля скоростей в ламинарном осесимметричном пламени с использованием системы Tomographic PIV, состоящей из восьми ПЗС-камер и импульсного лазера. Однако трассерные технологии применимы только в однородных по плотности средах и имеют существенные ограничения в диагностике динамических полей фазовой оптической плотности и температуры в газовых, конденсированных и реагирующих средах.

Методы гильберт-оптики [17-20] свободны от таких ограничений. Они позволяют визуализировать поля оптической фазовой плотности исследуемой среды в пространстве, заданном структурой зондирующего поля. В настоящей работе обсуждается возможность гильберт-томографии на примере исследования газовых и реагирующих струй (пламён).

ОПТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

На рис. 1 представлена оптическая схема гильберт-томографа, реализованного на базе теневого прибора ИАБ-463М с полем зрения 400 мм. Выполняется трёх- (рис. 1а) и четырёхракурсное (рис. 1б) зондирование исследуемого фазового объекта с одновременной регистрацией томографических проекций гильбертограмм исследуемого процесса.

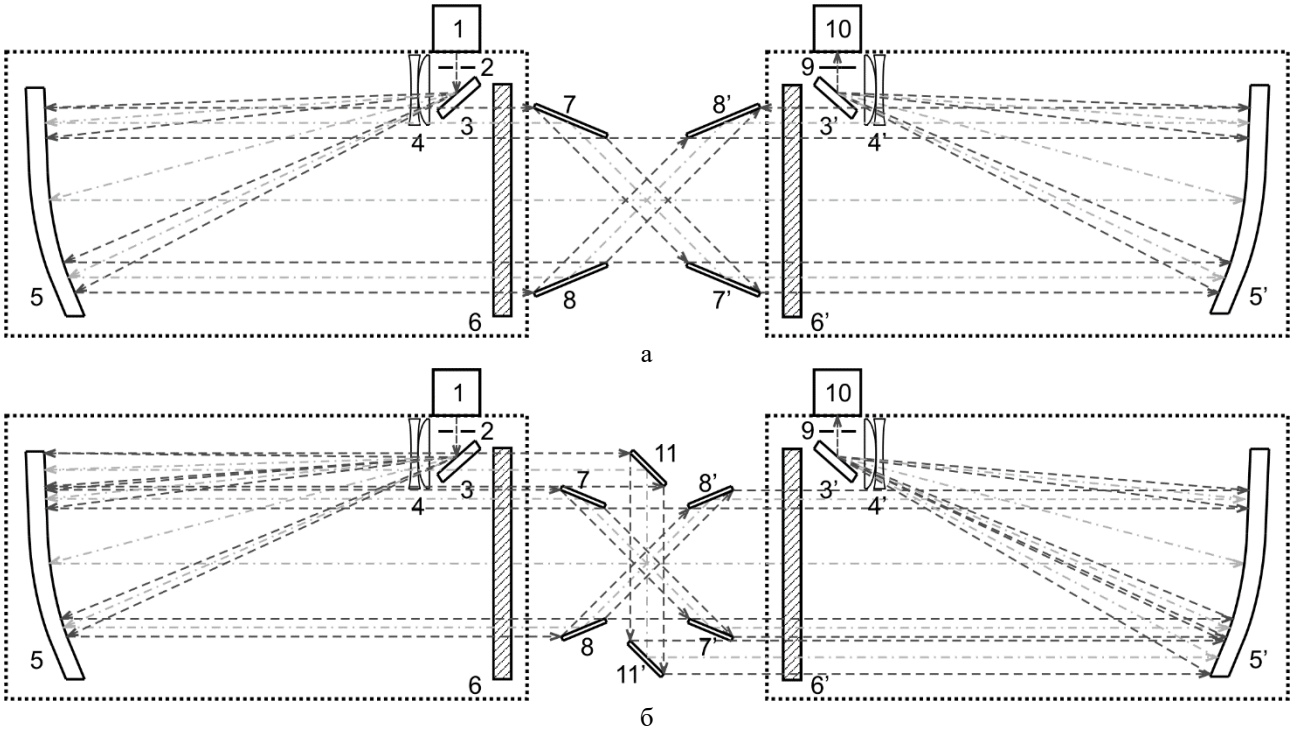


Рис. 1. Оптическая схема томографического комплекса: а – три проекции, б – четыре проекции

В упрощённой схеме, показанной на рис. 1а, комплекс содержит: осветительный модуль – 1; щелевую диафрагму – 2; диагональные зеркала – 3 и 3’; элементы афокальных компенсаторов – 4 и 4’; сферические коллиматорные зеркала – 5 и 5’; защитные плоскопараллельные стёкла коллиматоров – 6 и 6’; пары зеркал 7, 7’ и 8, 8’, формирующие зондирующие световые пучки под углами ±45°. Фурье-спектр формируется в частотной плоскости – 9, скоростная камера регистрирует оптический сигнал в координатном пространстве – 10. Габаритные размеры плоских оптических зеркал в структуре томографа – 113×20×430 мм. Каждое зеркало имеет автономную юстировку.

В схеме на рис. 1б четырёхракурсная диагностика реализуется с использованием шести плоских оптических зеркал 7, 7’, 8, 8’ и 11, 11’, размеры которых 100×15×145 мм. Зондирующие световые пучки ориентированы относительно оптической оси прибора под углами 0°, ±45° и 90°.

Фотография четырёхракурсного томографического комплекса на базе прибора ИАБ-463М представлена на рис. 2.

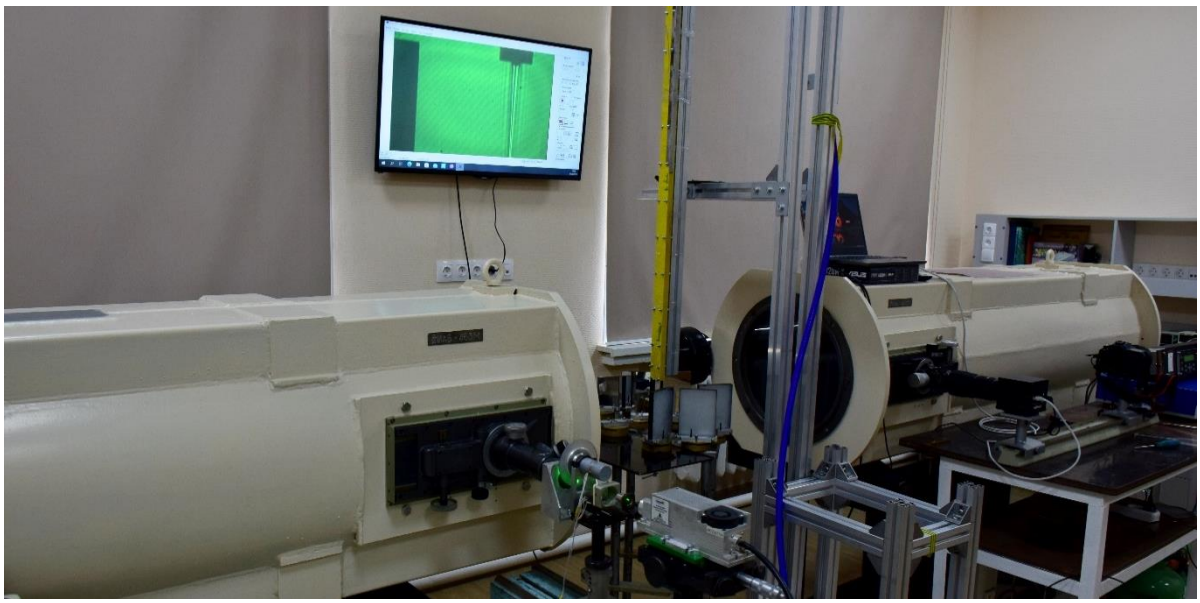


Рис. 2. Четырёхракурсный томографический комплекс на базе прибора ИАБ-463М

Фурье-спектр фазовых возмущений $is(K_x, K_y)$, индуцируемых в зондирующем поле исследуемой средой, локализуется в частотной плоскости 9, являющейся плоскостью изображения источника 2. В этой плоскости размещён квадрантный гильберт-фильтр (рис. 3), ориентация которого согласована с диафрагмой 2.

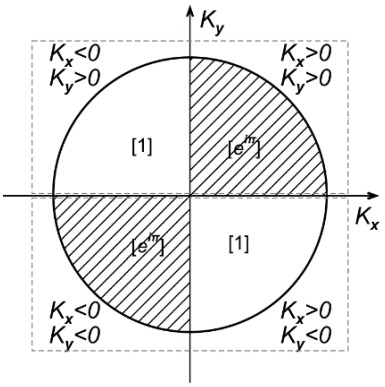


Рис. 3. Квадрантный гильберт-фильтр

Когерентная передаточная функция (КПФ) фильтра описывается выражением:

$$H(K_x, K_y) = -i\,\mathrm{sgn}K_x\,\mathrm{sgn}K_y,$$

где K_x и K_y – пространственные частоты.

Фурье-спектр светового поля непосредственно за фильтром:

$$H(K_x, K_y)s(K_x, K_y) = i\,\psi(K_x, K_y)(-i\,\mathrm{sgn}K_x\,\mathrm{sgn}K_y) = \\ = \psi(K_x, K_y)\,\mathrm{sgn}K_x\,\mathrm{sgn}K_y = \hat{s}(K_x, K_y).$$

Объектив камеры 10 выполняет обратное фурье-преобразование фильтрованного поля:

$$\hat{s}(K_x, K_y) \leftrightarrow \hat{s}(x, y),$$

где $\hat{s}(x, y)$ – двумерный гильберт-образ сигнала, который регистрируется фотоматрицей видеокамеры:

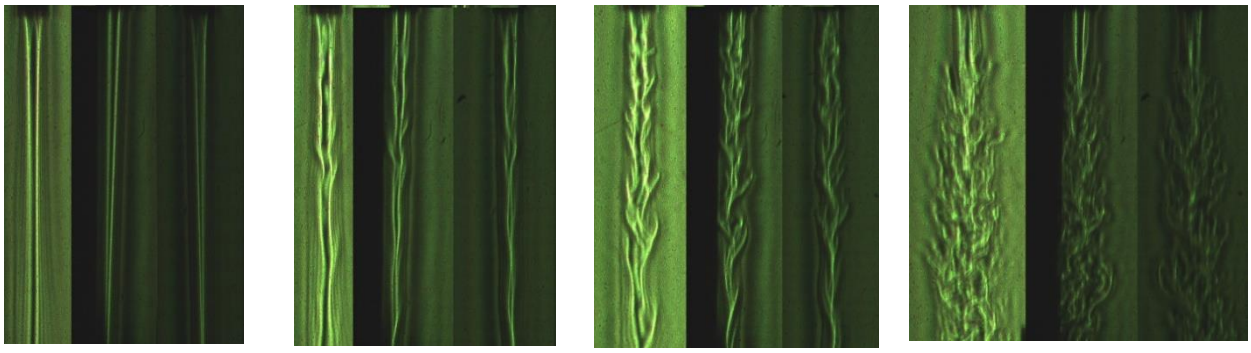
$$I(x,y) = \rho|\hat{s}(x,y)|^2,$$

ρ – коэффициент, учитывающий чувствительность фотоматрицы.

Экстремумы и градиенты фазовой оптической плотности исследуемой среды трансформируются в визуализированные структуры гильберт-полос. Пространственное распределение гильберт-полос несёт информацию о возмущениях фазовой оптической плотности, индуцированных температурным полем. Преимуществом представленного метода диагностики является простота реализации, высокая чувствительность к градиентам полей фазовой плотности, использование всей энергии сигнала.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлены результаты гильберт-визуализации струи фреона-22 из трубки квадратного сечения 8×8 мм.

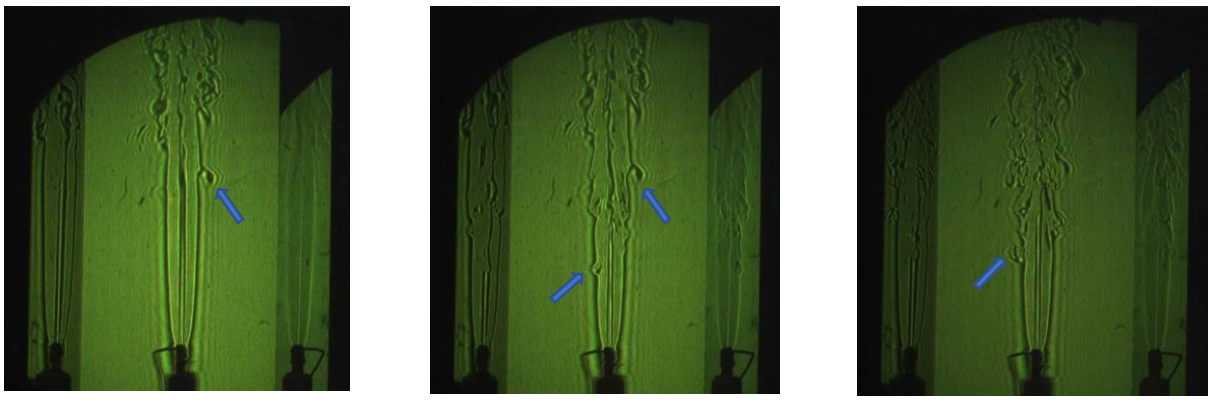


а б в г

Рис. 4. Гильбертограмма газовой струи (изотермический режим) – трёхракурсное освещение

При анализе перехода из ламинарного (а) к турбулентному (г) режиму течения оптический метод даёт возможность рассмотреть пространственную структуру течения в переходном режиме (б, в). В этом случае истечении топливной струи происходит в условиях ламинарно-турбулентного перехода внутри трубки. Течение в приосевой области в случайные моменты времени переходит от ламинарного к возмущённому, затем снова практически мгновенно возвращается к ламинарному. Пространственные особенности развития неустойчивости достаточно ясно идентифицируются уже на основании трёх проекций.

Диффузионный струйный факел, образованный при горении водородно-азотной смеси (объёмная доля водорода составляла 25%), показан на рис. 5. Факел направлен вертикально вверх.



а б в

Рис. 5. Гильбертограмма факела – трёхракурсное освещение. Диффузионное горение топливной смеси H_2/N_2 в неподвижном воздухе

Так же, как и на рис. 4б и 4в, показан переходный режим истечения из трубки. В данном случае была использована кварцевая трубка внутренним диаметром 3 мм. Представлены отдельные кадры скоростной видеосъёмки, соответствующие моментам восстановления ламинарного течения в приосевой области струи. Сопоставление трёх проекций на рис. 5 позволяет выявить нарушение симметрии потока и образование локальных областей неизотермичности на внешней стороне факела (отмечены стрелками), обусловленных воздействием гидродинамического возмущения потока на фронт пламени.

На рис. 6 представлен пример гильберт-визуализации изотермического течения струи фреона-22, вытекающей из трубки эллиптического течения в неподвижный воздух. Показаны последовательно боковая проекция струи, вид 45°, проекция 135° и фронтальная проекция.

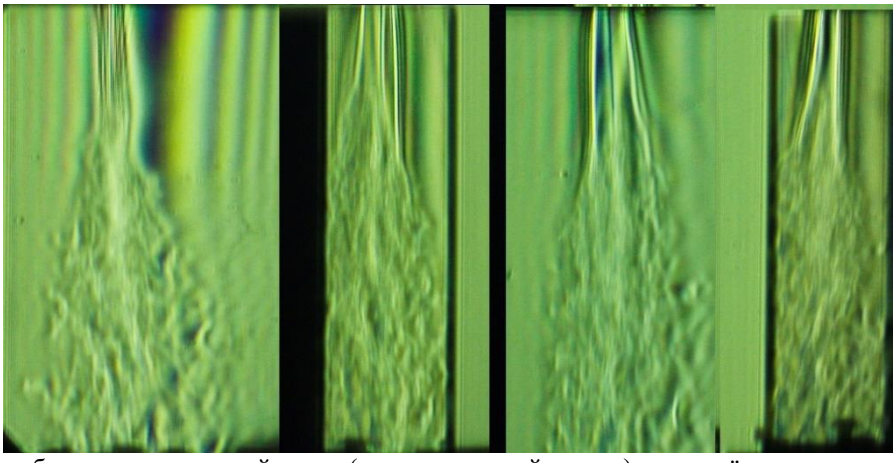
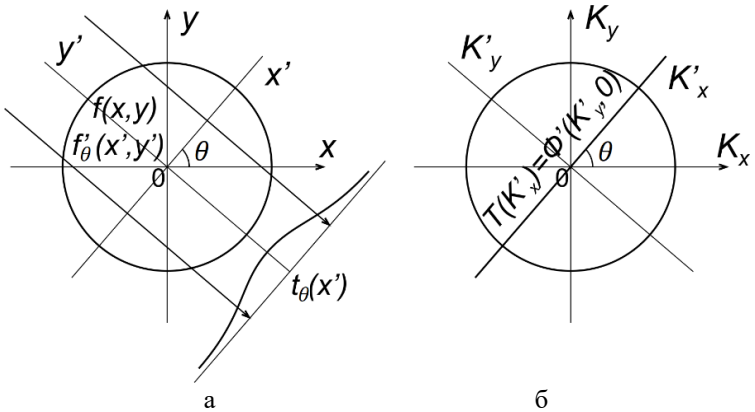


Рис. 6. Гильбертограмма газовой струи (изотермический режим) – четырёхракурсное освещение

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОБСУЖДЕНИЯ

Основной принцип восстановления изображения по ряду его томографических проекций был разработан в 1917 году Й. Радоном [21]. Преобразование Радона трансформирует изображение в одномерный сигнал определённого вида, что позволяет вычислять свёртку и корреляцию двух изображений, линейную и нелинейную пространственную фильтрацию, сжатие и кодирование информации в устройствах, предназначенных для обработки одномерных сигналов [20]. Преобразование Радона служит для уменьшения размерности задачи распознавания, что позволяет выполнять двумерную свёртку изображений средствами одномерной обработки сигналов.

На рис. 7 представлена упрощённая схема получения томографических проекций в параллельном световом пучке, где (а) – соотношение между распределением яркости изображения $f(x, y)$ и его томографической проекцией $t_\theta(x')$ в координатном пространстве, (б) – в частотной области.



а б

Рис. 7. Схема получения томографических проекций в координатном (а) и частотном (б) пространствах

Неподвижная система координат (x, y) связана с центром изображения "0", проекции изображения вычисляются под углами наблюдения θ. Координаты элементов проекции x' и расстояние вдоль луча y' задаются в «повёрнутой» системе координат (x', y').

Распределение яркости в изображении $f(x, y)$ представляется в повёрнутой системе координат как:

$$f'_\theta(x', y') = f(x, y) = f(x'\cos\theta - y'\sin\theta, x'\sin\theta + y'\cos\theta).$$

В линейной оптической системе поворот осей в частотной плоскости эквивалентен повороту осей в координатной плоскости [20]:

$$K'_x = K_x\cos\theta + K_y\sin\theta; \qquad K'_y = -K_x\sin\theta + K_y\cos\theta.$$

Томографическая проекция изображения под углом наблюдения θ описывается интегральным соотношением Радона:

$$t_\theta(x') = \int_L f'_\theta(x', y')dy',$$

где L – путь светового луча.

Подвергнув эту функцию одномерному пространственно-частотному преобразованию Фурье, получим

$$T_\theta(\rho) = \Phi'_\theta(\rho, 0) = \Phi(\rho\cos\theta, \rho\sin\theta),$$

где $\rho = K'_x/2\pi$.

Этот результат удовлетворяет «теореме о проекции»: преобразование Фурье проекции определяет центральное сечение двумерного преобразования Фурье изображения. Эта теореме лежит в основе большинства современных томографических систем.

Искомое распределение яркости $f(x, y)$ восстанавливается обратным преобразованием Фурье от $\Phi(K_x, K_y)$:

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}\Phi(K_x, K_y)e^{j(xK_x+yK_y)}dK_xdK_y.$$

В работе [1] был развит подход к процессу восстановления томограмм, полученных при ограниченном числе проекций. Этот подход основан на аналогии с формированием изображения некоторой линейной системой, что позволило использовать различные алгоритмы восстановления изображения, в частности методы пространственной фильтрации. Однако практическое использование этих алгоритмов в оптической томографии затруднительно. Поэтому для определения полей оптической фазовой плотности в исследуемых объектах по данным гильберт-томографии в дальнейшем предлагается использование итерационной схемы Гершберга [20]. Эту схему можно представить, как последовательное выполнение следующих этапов:

1. По известному набору проекций вычисляется набор одномерных фурье-образов Ф, которые по теореме о центральном сечении дают в частотной области значения фурье-образов искомого решения (томограммы) на лучах, выходящих из начала координат под углами, совпадающими с углами наблюдения проекции. Следует также отметить, что на этом этапе значения спектральных амплитуд зануляются вне данных лучей, а также вне граничной частоты.

2. Для получения оценки томограммы $f(x, y)$ выполняется обратное двумерное быстрое преобразование Фурье (БПФ).

3. Вносится априорная информация о положительности функции $f(x, y)$ и ограниченности области её задания (оператор C).

4. Выполняется прямое двумерное БПФ от оценки томограммы с предыдущего шага и значения спектра на лучах, определённых на шаге 1, заменяются величинами, вычисленными ранее непосредственно по проекциям. Вносится априорная информация о спектре объекта.

5. Проверяются критерии окончания итерационной процедуры. Если они не выполняются, то осуществляется переход на шаг 2.

Критериями окончания итерации могут быть: малость нормы отклонения полученной томограммы от её оценки на предыдущем шаге, равенство нормы отклонения одномерных и двумерных оценок фурье-спектров объекта на лучах норме шума в проекциях (критерий невязки).

Таким образом, алгоритм Гершберга можно представить, как итерационные переходы от оценки объекта в спектральной плоскости к его оценке в пространственной области с внесением в процессе их выполнения априорной информации о каждой из областей: в спектральной области – это априорная информация (о фурье-спектре на лучах), в координатном пространстве – знание о положительности и ограниченности томограммы.

В результате итерационный алгоритм Гершберга можно представить, как

$$\Phi^0 = S_M, \quad \Phi^{k+1} = S_M + F^{+1}[C \cdot f^k](1 - H_M), \quad f^{k+1} = F^{-1}[\Phi^{k+1}]. \tag{1}$$

Здесь F^{+1} и F^{-1} – операторы прямого и обратного преобразования Фурье соответственно; Φ^0 – фурье-спектр нулевой итерации; S_M – спектр измеряемого суммарного изображения; C – оператор априорной информации об объекте; H_M – оператор искажений.

Спектр томограммы $\Phi(K_x, K_y)$ связан со спектром измеряемого изображения $S_M(K_x, K_y)$ соотношением

$$S_M(K_x, K_y) = \Phi(K_x, K_y) H_M(K_x, K_y).$$

Для M проекций H_M будет определяться, как

$$H_M(K_x, K_y) = \begin{cases} 1, \text{при } K_x = K_y \mathrm{tg}\theta_j, \\ 0, \text{при } K_x \neq K_y \mathrm{tg}\theta_j. \end{cases}$$

j – индекс, обозначающий направления угловых измерений.

В результате многократного выполнения операций со 2-й по 5-ю спектр определяется на всей частотной плоскости, и восстанавливаемая томограмма будет высокого качества. В качестве общего вывода также можно указать, что исследования по анализу применения алгоритма Гершберга для восстановления томограмм [22] демонстрируют перспективность данного метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен метод гильберт-томографии полей фазовой и оптической плотности и его приложения в диагностике газовых и реагирующих сред (пламён). Оптическая система, выполненная на основе теневого прибора ИАБ-463М, позволяет выполнять трёх- и четырёхракурсное зондирование исследуемого фазового объекта с одновременной регистрацией томографических проекций гильбертограмм исследуемого процесса. Обсуждаются результаты, возможные приложения и перспективы развития гильберт-томографических технологий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТ СО РАН № 121031800217-8, ИМ СО РАН № FWNF-2022-0009, при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (мегагрант № 075-15-2021-575).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Левин Г.Г., Вишняков Г.Н.** Оптическая томография. М.: Радио и связь, 1989. 224 с.
2. **Feng J., Okamoto K., Tsuru D., Madarame H., Fumizawa M.** Visualization of 3D gas density distribution using optical tomography // Chemical Engineering Journal. 2002. Vol. 86. P. 243-250.
3. **Ibrahim S., Yunus Mohd Amri. Md, Green R.G., Dutton K.** Concentration measurements of bubbles in a water column using an optical tomography system // ISA Transactions. 2012. Vol. 51. P. 821-826.
4. **Damizia Y., Iafrati M., Liuzza D., Boncagni L., Micozzi P., Alladio F.** Optical tomography of the plasma on the PROTO-SPHERA experiment // Fusion Engineering and Design. 2021. Vol. 169. P. 112461.
5. **Lizunov A., Khilchenko A., Moiseev D., Zubarev P.** Optical tomography diagnostic for study of neutral plasma component in the gas dynamic trap // arXiv:2102.10945v1 [physics.plasm-ph] 22 Feb 2021.
6. **Dolecek R., Psota P., Ledl V., Vit T.** Heat and mass transfer measurement using method of digital holographic tomography // Optics and Measurement International Conference: Proc. 2016. Vol. 10151. P. 1015119.
7. **Терещенко С.А.** Трансмиссионная томография пропорциональных рассеивающих сред // Журнал технической физики. 2008. Т. 78, № 7. С. 69-75.
8. **Iwata K., Kikuta H.** Measurement of dynamic flow field by optical computed tomography with shearing interferometers // Optical Review. 2000. Vol. 7, No. 5. P. 415-419.
9. **Stoykova E., Gotchev A., Sainov V.** Analysis of a multi-wavelength multi-camera phase-shifting profilometric system for real-time operation // Optics Communications. 2011. Vol. 284. P. 88-97.
10. **Sung Y.** Snapshot holographic optical tomography // Physical Review Applied. 2019. Vol. 11. P. 014039.
11. **Grauer S.J., Unterberger A., Rittler A., Daun K.J., Kempf A.M., Mohri K.** Instantaneous 3D flame imaging by background-oriented schlieren tomography // Combustion and Flame. 2018. Vol. 196. P. 284-299.
12. **Золотов Д.А., Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В., Дьячкова И.Г., Кривоносов Ю.С., Чуховский Ф.Н., Суворов Э.В.** Рентгеновская дифракционная томография с применением лабораторных источников для исследования одиночных дислокаций в слабопоглощающем монокристалле кремния // Автометрия. 2019. Т. 55, № 2. С. 28-35.
13. **Ахмерова А.Н., Гайнуллина А.А.** Сравнительный обзор методов реализации цифровой трассерной визуализации // Вестник технологического университета. 2016. Т. 19, № 17. С. 115-117.
14. **Дулин В.М., Маркович Д.М., Токарев М.П., Чикишев Л.М.** Применение современных оптических методов для диагностики пространственной структуры турбулентных пламён // Автометрия. 2012. Т. 48, № 3. С. 22-32.
15. **Van Doorne C.W.H., Westerweel J.** Measurement of laminar, transitional and turbulent pipe flow using Stereoscopic-PIV // Experiments in Fluids. 2007. Vol. 42, № 2. P. 259-279.
16. **Tokarev M.P., Sharaborin D.K., Lobasov A.S., Chikishev L.M., Dulin V.M., Markovich D.M.** 3D velocity measurements in a premixed flame by tomographic PIV // Meas. Sci. Technol. 2015. Vol. 26. P. 064001.
17. **Сороко Л.М.** Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 160 с.

18. **Дубнищев Ю.Н.** Теория и преобразование сигналов в оптических системах: Учебное пособие / 4-е изд., испр. и доп. СПб.: Лань, 2011. 368 с.
19. **Dubnishchev Yu.N., Arbuzov V.A., Arbuzov E.V., Zolotukhina O.S., Lukashov V.V.** Optical diagnostics of temperature field of an axisymmetric flame // Scientific Visualization. 2019. Vol. 11, № 4. P. 130-139.
20. **Арбузов В.А., Дубнищев Ю.Н.** Методы гильберт-оптики в измерительных технологиях / Отв. ред. проф. Ю.В. Чугуй. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. 316 с.
21. **Radon J.** On the determination of functions from their integrals along certain manifolds // Ber. Saechs. Ackad. Wiss. Leipzig, Math, Physics KI. 1917. Vol. 69. P. 262-277.
22. **Вишняков Г.Н., Левин Г.Г., Сухорукое К.А.** Итерационный метод улучшения качества реконструкции трехмерной поверхности // Оптика и спектроскопия. 2005. Т. 99, № 6. С. 1052-1055.

Arbuzov V.A.[1,3,4], Arbuzov E.V.[1,2,3], Dubnishchev Yu.N.[1,3,4], Lukashov V.V.[1], Zolotukhina O.S.[1]

[1] Kutateladze Institute of Thermophysics of the SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, ave. Academician Lavrentiev, 1, E-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru
[2] Sobolev Institute of Mathematics of the SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, ave. Academician Koptyug, 4, E-mail: arbuzov@math.nsc.ru
[3] Novosibirsk State Technical University NETI, Russia,
630073, Novosibirsk, ave. Karl Marx, 20, E-mail: oit@ftf.nstu.ru
[4] Technological Design Institute of Scientific Instrument Engineering of the SB RAS, Russia,
630058, Novosibirsk, st. Russian, 41, E-mail: info@tdisie.nsc.ru

HILBERT TOMOGRAPHY OF GAS JETS AND FLAMES

ABSTRACT

The Fourier and Hilbert transforms largely determine the fruitful synthesis of ideas and methods developed in applied optics. The Hilbert tomography method of phase and optical density fields and its applications in the diagnostics of gaseous and reacting media (flames) are discussed. Three- and four-angle tomography using probing light beams oriented at angles of 0°, ±45°, and 90° has been implemented for the first time on the basis of the modernized IAB-463M wide-aperture shadow device. Hilbert-visualized phase structures are recorded by a high-speed video camera and subjected to computer processing. Examples of tomographic Hilbert diagnostics of the spatial structure of gas jets and flames are given. The results, possible applications, and prospects for the development of Hilbert tomography technologies are discussed.

OPTICAL TOMOGRAPHY, HILBERT OPTICS, GAS JETS, FLAME

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 536.24, 543.45

Гатапова Е.Я., Пещенюк Ю.А., Семёнов А.А.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Россия,
630090, Новосибирск, Лаврентьева проспект, 1, E-mail: gatapova@itp.nsc.ru

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ И УЛУЧШЕННЫЙ ШЛИРЕН-МЕТОД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАГРЕВАЕМЫХ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ

АННОТАЦИЯ

Развитие оптических методов для исследования и выявления особенностей испарения тонких пленок и капель жидкости на нагреваемых поверхностях необходимы для оптимизации и проектирования систем охлаждения микроэлектронного оборудования. В данной работе для измерения толщин тонких пленок жидкости применены два оптических метода: интерференционный с анализом изображений и шлирен-метод с градиентным фильтром. Получены количественные данные по интенсивности испарения на нагреваемых поверхностях для различных жидкостей. Специально разработанные программы позволяют вычислять расход испарившейся жидкости в каждый момент времени. Интерференционным методом измерены толщины пленок жидкости вплоть до 40 нм и восстановлены краевые углы смачивания менее 10^{o}. С использованием черного кремния, поглощающего свет в видимом диапазоне, удалось применить шлирен-метод для измерения толщин пленок до 2 мкм. С помощью предварительной калибровки изображения в виде матриц были сопоставлены с характерными значениями углов. Значения измеряемых углов лежат в диапазоне [-5°, 5°]. Произведен расчет толщины тонкой пленки жидкости, площади поверхности и объема методом элементарных параллелепипедов. Метод позволяет достаточно эффективно измерять и визуализировать множественные разрывы пленок жидкости, происходящие при нагреве и интенсивном испарении. Данные методы могут применяться для измерения отступающего краевого угла смачивания.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ, ГРАДИЕНТНЫЙ ФИЛЬТР, ЧЁРНЫЙ КРЕМНИЙ, ТОНКАЯ ПЛЕНКА ЖИДКОСТИ, ИСПАРЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Оптические методы широко используются в различных приложениях, связанных с биологией, физикой и материаловедением, благодаря присущим им преимуществам таким как безконтактность, быстрая обработка данных и высокое разрешение. Несмотря на то, что оптические методы были первоначально разработаны уже пару столетий назад, в последнее время передовые оптические методы стали использоваться в многофазных потоках и в исследованиях теплообмена с фазовым переходом: при кипении, испарении и конденсации. Бесконтактные методы измерения толщины пленки жидкости обычно основаны на измерениях поглощения света или излучения, а также на оптических и флуоресцентных

свойствах [1-10]. Теневой метод и шлирен-визуализация успешно используются для измерения деформаций поверхности и толщины пленки жидкости, обычно не превышающих 10–100 мкм, в зависимости от оптического разрешения системы. Последние достижения в измерениях тонких жидких пленок толщиной менее 10 мкм связаны с оптическими методами, такими как конфокальная микроскопия и интерферометрические методы. Для измерения толщины тонкой пленки жидкости и получения профиля пленки жидкости вблизи линии контакта трех фаз обычно применяют эллипсометрию и интерферометрию [3,8,9], а также рефлектометрию [4]. В последнее время особенно актуальным является разработка оптических методов для измерения толщин тонких и ультратонких пленок жидкости для быстропротекающих процессов, когда тепломассообмен существенен. Более того такие методы должны давать количественные характеристики по интенсивности массоотдачи в режиме реального времени.

В данной работе представлено два оптических метода, которые могут быть использованы в микро-/наноразмерном теплообмене, например, при капельной конденсации и испарении, где нужны характеристики профилей, например, микрокапель. А именно, интерференционный метод с анализом изображений и улучшенный шлирен-метод, с использованием которых были измерены толщины тонких пленок жидкости. Приводятся также результаты исследований испаряющихся капель жидкости на нагреваемых поверхностях данными методами.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

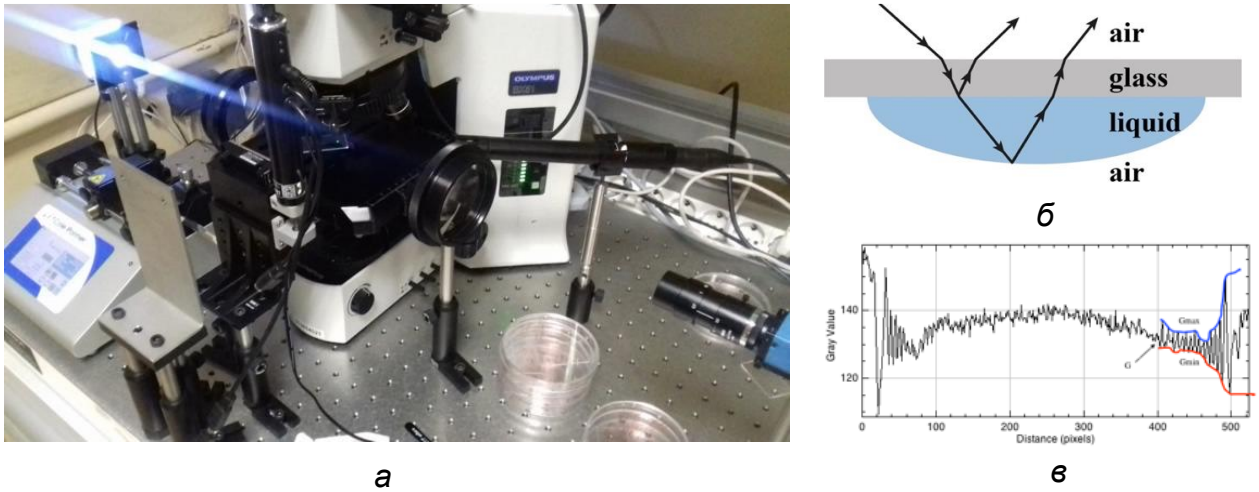
Интерференционный метод с анализом изображений

Эксперименты с применением интерференционного метода были проведены на гладких микроскопных стеклах 27×46 мм^2 (Struers), которые обеспечивали достаточную прозрачность в видимом диапазоне света. Эксперименты были проведены на установке, подробно описанной в статье [8]. Основным методом для восстановления профилей микро- и нано-пленки жидкости был метод интерферометрии с анализом изображений, рис. 1а. Этот метод позволяет измерять толщину пленки от нескольких нанометров до нескольких микрон на относительно большой площади с участками разной кривизны в зависимости от разрешения оптической системы. Метод осуществляется с использованием микроскопа Olympus BX51 с различными объективами и монохромной CMOS-камеры. Система обеспечивает разрешение от 1 мкм/пиксель до 100 нм/пиксель в зависимости от используемого объектива. Видеозапись производилась с различной частотой от 10 до 200 кадров в секунду. Использовался когерентный свет с длиной волны 543,5 нм для освещения образца через объектив микроскопа. Отражение монохроматического света на границах раздела «жидкость-газ» и «жидкость-твердое» приводит к возникновению интерференционных полос, рис. 1б, в. Их отражательная способность зависит от толщины пленки. Интерференционные изображения использовались для построения профиля высоты вблизи контактной линии и определения краевого угла смачивания, а также для построения профилей капель для малых краевых углов и последующего расчета объемов капель, включая капли пиколитрового размера. Дополняющим методом для исследований испарения капли был метод теневой визуализации с разрешением 3 мкм/пиксель, в состав которой входят светодиодный источник света Olympus KL 300, матовое стекло, диффузор, две линзы и монохромная CMOS-камера с объективом (рис. 1). На рис. 2 приведены характерные картинки для испарения капли воды на стеклянной подложке в отсутствии нагрева, полученные с помощью интерференционной оптической системы. Ведется обратный отсчет времени, т.е. 0 сек соответствует полному испарению капли. Наш подход отличается от классического метода интерферометрии, в котором для построения профилей используются только пики. Мы используем саму волновую функцию, которая позволяет получать и аппроксимировать данные на каждом пикселе. Поэтому сначала необходимо оцифровать полученное интерференционное изображение и присвоить значение

серого. Во-вторых, нужно правильно найти функции мажоранты и миноранты. И необходимо найти значение относительного серого, используя простую формулу для расчета:

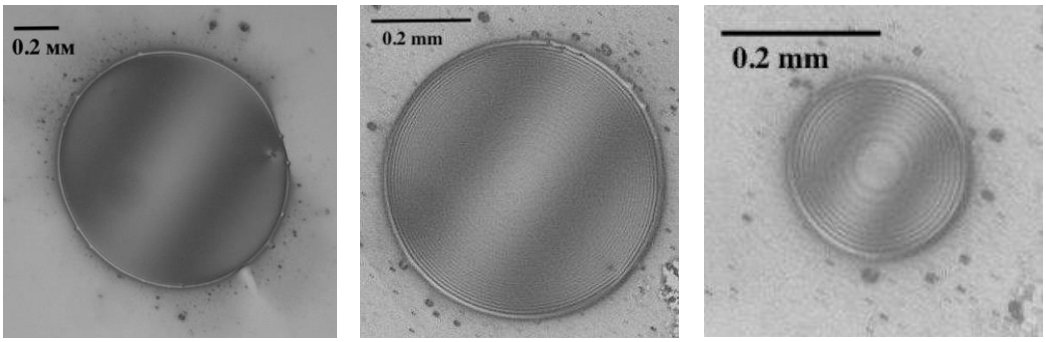
$$\bar{G}(y) = \frac{G(y) - G_{\min}(y)}{G_{\max}(y) - G_{\min}(y)}. \quad (1)$$

А затем, используя показатели преломления каждой среды, можно получить толщину пленки в каждой точке. В данном случае для расчета толщины пленки использовались показатели преломления света для стекла 1,5189, воды 1,3333, воздуха 1,00278. На рис. 3 изображены, восстановленные профили капли воды на последней стадии испарения. Также можно определить кривизну и краевой угол смачивания [8].



а б в

Рис. 1. Фотография оптической системы с микроскопом для интерференционного метода и системы для теневого метода (а), ход лучей (б), мажоранта и миноранта функции для величины уровня серого *G(y)* (в)



9,9 сек 3 сек 0,6 сек

Рис. 2. Интерференционные картины процесса испарения капли. Масштаб 0,2 мм

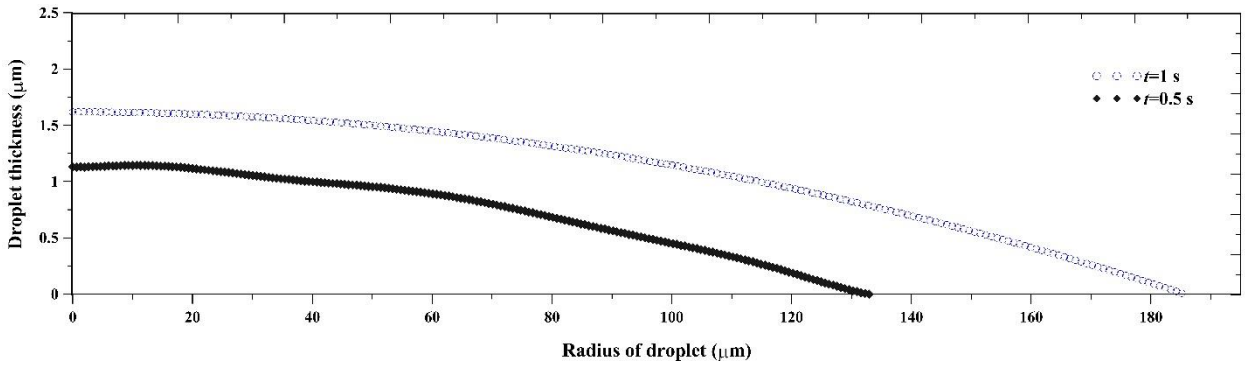
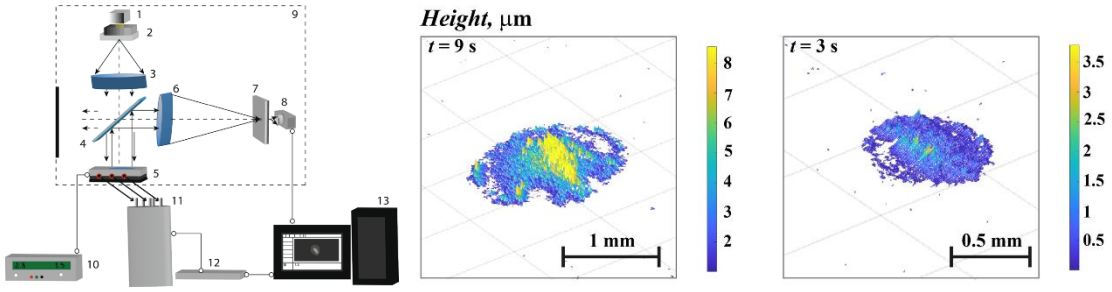


Рис. 3. Профили капли воды, восстановленные с помощью интерференционного метода

Шлирен метод со ступенчатым фильтром

В данной работе использовалась одна из модификаций шлирен – метода, а именно шлирен-метод со ступенчатым градиентным фильтром с семью ступенями серого. Шлирен-метод с градуированным/кодирующим/ступенчатым или плавно регулируемым фильтром нейтральной плотности был изобретен Нортом в 1952 г. [5]. Использование ступенчатого фильтра обеспечивает более четкое изображение с лучшим пространственным разрешением [1]. С целью измерения абсолютной величины толщины тонкой пленки жидкости, качестве подложки использовался поглощающий свет в видимом диапазоне черный кремний (b-Si). Оптическая схема представлена на рис. 4а. Шлирен-метод был улучшен посредством использования ступенчатого фильтра и специальной калибровки, что позволило измерить относительно большие углы наклона. В частности, использованная оптическая система позволяет определять углы наклона до 10°. В качестве примера мы исследовали завершающую стадию испарения капли жидкости. Эксперименты были проведены для воды, а также летучих, идеально смачивающих жидкостей FC-72 и HFE-7100 [10]. Толщина тонкой пленки жидкости до 2 мкм измерялась с использованием черной кремниевой подложки (b-Si), которая имеет низкий коэффициент отражения и высокое поглощение видимого света. Подложку нагревали в диапазоне температур от 20 до 50℃. Для обработки полученных данных была разработана программа в среде программирования Matlab. С помощью предварительной калибровки изображения в виде матриц со значениями интенсивности 256 оттенков серого были сопоставлены с характерными значениями углов. Значения измеряемых углов лежат в диапазоне [-5°, 5°]. Далее был произведен расчет толщины тонкой пленки, площади поверхности и объем методом элементарных параллелепипедов. Показано, что шлирен-метод является отличным инструментом для измерения толщины тонких пленок жидкости при использовании поверхностей с высоким поглощением света. Также представлена методика построения трехмерной карты толщины пленки жидкости (рис. 4б) и расчета скорости испарения на основе шлирен-измерений (рис. 5). Были рассчитаны профили толщины для капель жидкости при различных температурах, которые дают качественное и количественное представление о двухмерных и трехмерных деформациях поверхности.

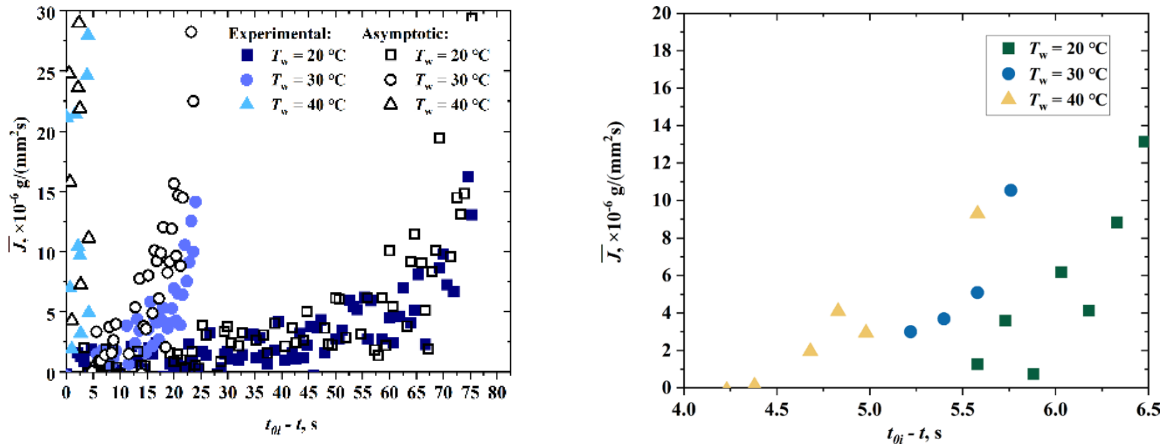


а б

Рис. 4. а – Схема экспериментальной установки со шлирен системой: 1 – источник света, 2 – ступенчатый фильтр и матовая пластинка, 3 – коллимирующая линза, 4 – лучевой делитель, 5 – система, состоящая из подложки и нагревателя, 6 – шлирен линза, 7 – шлирин фильтр, 8 – камера; б – Измеренные шлирен-методом 3D-карта толщин для капели воды для температуры подложки 40 °C (масштаб в мкм). Время t = 0 с соответствует моменту полного исчезновения капли

В ходе экспериментов замечено, что фрагментация капель может происходить намного быстрее для летучих жидкостей. Было показано, что структура подложки влияет на динамику течения внутри капли жидкости, о чем свидетельствует образование жидкого валика и дальнейшее образование кольца на периферии нелетучей капли, что приводит к разрыву тонкой пленки жидкости ближе к центру испаряющейся капли. С использованием шлирен измерений подтверждено, что происходит быстрое увеличение удельной скорости испарения на последней стадии испарения капли нанолитрового размера. Кроме того, асимптотика удельной скорости испарения на заключительном этапе [8] хорошо согласуется с

результатами, полученными в данной работе (рис. 5а) [10]. Что свидетельствует о возможном дальнейшем применении разработанной системы измерения. Показано, что данный шлирен-метод применим для измерения оттекающего краевого угла смачивания и исследования динамики пузырьков внутри тонкой жидкой пленки/капли [11].



а б

Рис. 5. Удельная скорость испарения на конечной стадии испарения капель: а – вода при различных температурах подложки, пустые значки получены по асимптотической формуле, полученной в [8]; б – FC-72 при различных температурах подложки. Здесь t_{0i} — общее время измерения для каждого экспериментального режима, соответственно $t_{0i} - t$ – реальное время измерений

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развиты трехмерные оптические методы измерения абсолютных величин толщины нагреваемых тонких пленок жидкости. Метод интерферометрии с анализом изображений для измерения профиля капли и пленок жидкостей позволил исследовать последнюю стадию испарения капли жидкости, когда высота капли составляет несколько микрометров, а краевой угол смачивания становятся трудно измеримым с помощью теневого метода, менее 10°. Использованная оптическая интерференционная система позволила измерить толщины пленок до 40 нм и определить краевые углы смачивания менее 10°.

Второй метод, рассмотренный в данной работе – это шлирен метод с использованием ступенчатого фильтра. Получены карты толщин и деформаций пленки жидкости. Оптическая система, использованная в данной работе, позволила измерить толщины пленок жидкости до 2 мкм. Причем использование подложек, с хорошей поглощающей свет способностью, является необходимым для измерения абсолютных величин толщины тонкой пленки жидкости. Метод также позволяет достаточно эффективно измерять и визуализировать множественные разрывы пленок жидкости, происходящие при нагреве и интенсивном испарении.

Специально разработанные программы для шлирен и интерференционного методов дают возможность вычислить скорость испарения, что позволяет исследовать динамику испарения во времени. Оба метода могут быть использованы для определения оттекающих краевых углов смачивания.

Таким образом продемонстрировано, что интерференционный и усовершенствованный шлирен-метод могут быть успешно применены к нескольким важным задачам, связанным с изучением нагреваемых тонких пленок и капель жидкости с фазовым переходом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 20-19-00722, https://rscf.ru/project/20-19-00722/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hewitt G.** Annular two-phase flow. Elsevier, 2013.
2. **Hewitt G.F.** Film thickness measurement using a fluorescence technique. Chemical Engineering Division, Atomic Energy Research Establishment, 1964.
3. **Panchamgam S.S., Chatterjee A., Plawsky J.L., Wayner Jr P.C.** Comprehensive experimental and theoretical study of fluid flow and heat transfer in a microscopic evaporating meniscus in a miniature heat exchanger // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2008. Vol. 51, № 21-22. P. 5368-5379.
4. **Hanchak M.S., Vangsness M.D., Byrd L.W., Ervin J.S., Jones J.G.** Profile measurements of thin liquid films using reflectometry // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103, №. 21. P. 211607.
5. **Settles G.S.** Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media // Springer Science & Business Media. 2001.
6. **Unterberg W.** Studies of liquid film flow and evaporation with reference to saline water distillation // Department of Engineering, University of California. 1961.
7. **Alekseenko S., Antipin V., Cherdantsev A., Kharlamov S., Markovich D.** Two-wave structure of liquid film and wave interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21, № 6. P. 061701.
8. **Gatapova E.Y., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A.** Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: focusing on the final stage of thin droplet evaporation // Soft Matter. 2018. Vol. 14, №. 10. P. 1811-1821.
9. **Truong J.G., Wayner Jr P.C.** Effects of capillary and van der Waals dispersion forces on the equilibrium profile of a wetting liquid: Theory and experiment // The Journal of chemical physics. 1987. Vol. 87, № 7. P. 4180-4188.
10. **Peschenyuk Y.A., Semenov A.A., Ayvazyan G.Y., Gatapova E.Y.** The final stage of droplet evaporation on black silicon by schlieren technique with a graded filter // Experiments in Fluids. 2023. Vol. 64, №. 1. P. 1.
11. **Peschenyuk Y.A., Semenov A.A., Ayvazyan G.Y., Lebedev M.S., Gatapova E.Y.** Bubble growth in a volatile liquid drop: interface dynamics // Thermophysics and Aeromechanics. 2022. Vol. 29, № 6. P. 965-973.

Gatapova E.Ya., Peschenyuk Yu.A., Semenov A.A.

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, Lavrentyev Ave., 1, E-mail: gatapova@itp.nsc.ru

INTERFERENCE AND IMPROVED SCHLIEREN METHOD FOR INVESTIGATIONS OF THE HEATED EVAPORATING THIN LIQUID FILMS

ABSTRACT

The development of optical methods for investigations of evaporation of thin liquid films and droplets on heated surfaces is necessary for optimizing and designing microelectronics cooling systems. Here, two optical methods are applied to measure the thicknesses of thin liquid films: the image analyzing interference method and the schlieren method with a gradient filter. Quantitative data on the intensity of evaporation on heated surfaces for various liquids have been obtained. Specially developed software makes it possible to calculate the mass flux of the evaporated liquid at each moment of time. The thicknesses of liquid films up to 40 nm and contact angles of less than 10° were measured by the interference technique. Using black silicon, which absorbs the visible light, it was possible to apply the schlieren method to measure film thicknesses down to 2 micrometers. With the help of preliminary calibration, images in the form of matrices were compared with the characteristic values of the inclination angles. The measured angles are in the range [-5°, 5°]. The thickness of a thin liquid film, surface area and volume were calculated using the method of elementary parallelepipeds. The presented two methods make it possible to efficiently measure and visualize multiple breaks in liquid films that occur during heating and intense evaporation. These two methods can be applied to measure the receding contact angles.

INTERFERENCE, GRADIENT FILTER, BLACK SILICON, THIN LIQUID FILM, EVAPORATION

Секция 3

Визуализация потоков

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26-30 июня 2023 г.

УДК 533.6.011, 537.52

Мурсенкова И.В., Иванова А.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, E-mail: militcina.aa18@physics.msu.ru

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ И ТЕНЕВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ПРЕПЯТСТВИИ

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована структура течения после дифракции плоской ударной волны на препятствии в канале ударной трубы сечением 24×48 мм. Течение визуализировалось с помощью теневого метода и с помощью электронно-оптической регистрации свечения объемного разряда. Числа Маха ударных волн составляли 3,0-4,4 при начальных давлениях 10-30 Торр. Комбинированный наносекундный объемный разряд в воздухе реализовался при импульсном напряжении 25 кВ через 20-60 мкс после прохождения препятствия ударной волной. Протяженность разрядного объема в направлении потока 100 мм. Установлено, что длительность свечения объемной фазы разряда составляет 400-700 нс, и смещение элементов течения за это время не превышает 0,6 мм. Показано, что форма фронта ударной волны при визуализации свечением разряда хорошо согласуется с результатами теневого зондирования на разных стадиях дифракции.

ТЕНЕВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СВЕЧЕНИЕМ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА, СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК, УДАРНАЯ ВОЛНА, ИМПУЛЬСНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД

ВВЕДЕНИЕ

Использование разрядов разного типа в сверхзвуковых потоках воздуха исследуется на протяжении последних десятилетий применительно к задачам плазменной аэродинамики [1-3], и включает поиск оптимальных режимов разрядов для активного управление потоками и ударными волнами. Для визуализации течений прозрачных сред и получения количественной информации о потоке широко используются классические панорамные методы – прямой теневой, шлирен-метод, интерференционный метод [4, 5]. Эти методы эффективно применяют в ударных и аэродинамических трубах с транс- и сверхзвуковыми потоками, где поле течения включает области со значительными изменениями плотности и показателя преломления среды. На протяжении последних десятилетий развиваются также способы визуализации структурных элементов газодинамических потоков путем регистрации свечения разных типов

газовых разрядов [1, 3, 6]. Такой способ визуализации применим при пониженных давлениях газа, когда можно связать локальную интенсивность излучения газоразрядной плазмы с локальной величиной приведенного электрического поля, и, соответственно, с локальной плотностью газа [7]. Метод дает возможность определить пространственную структуру течения с помощью объемных разрядов. Излучение разрядов тлеющего типа применяется главным образом для визуализации головных скачков уплотнения около обтекаемых тел различной формы и других структурных элементов стационарных высокоскоростных течений [1, 6]. Следует отметить, что стационарные разряды значительно изменяют поток за счет джоулева нагрева. Разряды наносекундной длительности (до 100 нс), короткой по сравнению с газодинамическими временами (~ 1 мкс), дают возможность визуализации даже при высоких скоростях потока [3].

Целью данной работы было экспериментальное исследование структуры течения после дифракции плоской ударной волны с числом Маха 3,0-4,4 на малом препятствии в канале ударной трубы прямоугольного сечения. Визуализация течения проводилась прямым теневым методом и путем регистрации свечения наносекундного комбинированного объемного разряда. Разряд инициировался в воздухе при импульсном напряжении 25 кВ, начальном давлении 10–30 Торр в различные моменты времени после прохождения ударной волной препятствия.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования были проведены на ударной трубе с разрядной секцией, имеющей внутреннее сечение размером 24×48 мм^2 [3, 8]. В качестве рабочего газа использовался воздух при начальном давлении p_0 = 10-30 торр. После разрыва диафрагмы в канале ударной трубы формируется течение с плоской ударной волной, за которой следует однородный спутный поток. Фронт ударной волны представляет собой плоскость, перпендикулярную стенкам канала. Числа Маха ударных волн в экспериментах находились в диапазоне от 3,0 до 4,4. Для измерения скорости ударной волны и синхронизации процессов в экспериментах использовались пьезодатчики давления, подключенные к осциллографу и генератору импульсов, формирующему сигнал для запуска разряда.

На нижней стенке рабочей секции, на расстоянии 30 мм от начала разрядного объема, располагалось препятствие в форме параллелепипеда, размером 6×2×48 мм^3 (x×y×z) (рис. 1, а). Разрядный объем имел протяженность 100 мм вдоль направления движения ударной волны, и конец электродов принимался за нулевую координату x. Время задержки на генераторе выставлялось таким образом, чтобы в момент разряда ударная волна находилась внутри разрядного промежутка на определенном расстоянии от препятствия.

При дифракции на препятствии верхняя часть фронта плоской ударной волны продолжает двигаться прямолинейно, а нижняя часть – дифрагирует и замедляется. На рис. 1, б-д показаны теневые изображения с фронтом ударной волны до взаимодействия с препятствием (б), в начале дифракции (в) и по мере удаления от препятствия (г, д). Как показало численное моделирование начальной стадии дифракции, фронт ударной волны приобретает искривленный профиль, поскольку он начинает двигаться не только в горизонтальном направлении, но и в вертикальном, сначала вдоль передней поверхности препятствия, а потом вдоль задней [9]. Высокоскоростное теневое зондирование показало особенности движения ударно-волновой конфигурации: на изображениях (рис. 1, г, д)

присутствует косой скачок уплотнения за фронтом, искажающий фронт ударной волны. По мере удаления дифрагированной ударной волны от препятствия в однородной среде кривизна ее фронта уменьшается. В экспериментах на расстоянии $x > -10$ мм фронт ударной волны практически восстанавливал плоскую форму.

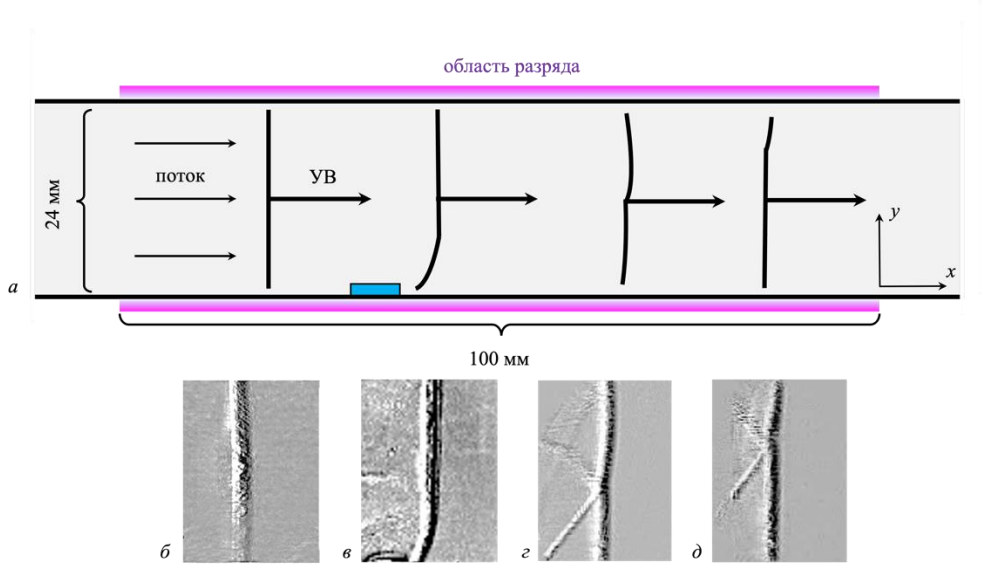


Рис. 1. Схема течения в рабочей секции с указанием фронта ударной волны (УВ) (а) и теневые изображения с УВ: до прохождения препятствия (x = -80 мм) (б); после прохождения препятствия (x = -64 мм) (в); после прохождения препятствия (x = -25 мм) (г); в конце разрядного объема (x = -15 мм) (д)

В рабочей секции в заданный момент времени реализовывался импульсный объемный комбинированный разряд. Плазменные листы площадью 30×100 мм^2 на верхней и нижней стенках разрядной камеры обеспечивали предыонизацию газового объема [8]. Разряд инициировался при импульсном напряжении 25 кВ; ток разряда составлял ~1 кА, длительность тока была менее 500 нс. Запуск объемного разряда производился с помощью генератора импульсов, запускаемого сигналом пьезоэлектрического датчика давления. Фронт ударной волны в канале ударной трубы представляет собой границу между воздухом низкого и высокого давления. При нахождении ударной волны внутри разрядного объема в момент приложения напряжения величина приведенного электрического поля E/N в области низкого давления, перед фронтом, больше, чем за фронтом (E – напряженность электрического поля, N – концентрация молекул). Повышенная вследствие ионизации молекул концентрация электронов в этой области приводит к протеканию тока разряда перед фронтом [3, 8], и свечение объемного разряда локализуется перед фронтом ударной волны. В проведенных экспериментах разряд инициировался, когда ударная волна проходила расстояние от 24 до 64 мм после дифракции на препятствии, то есть находилась на расстоянии -40 мм $< x < 0$ относительно конца разрядного промежутка.

Визуализация течения в разрядной камере осуществлялась через прозрачные боковые стенки рабочей секции. Регистрация теневых изображений осуществлялась высокоскоростной камерой с частотой 150 000 кадров в секунду. В качестве источника света применялся непрерывный лазер с длиной волны 532 нм. Оптическая система формировала параллельный пучок шириной ~40 мм, который проходил через плоскопараллельные кварцевые стекла разрядной камеры и зондировал поле течения. Интегральное по времени свечение разряда регистрировалось фотокамерой, при этом время экспозиции соответствовало времени

свечения. Для регистрации излучения разряда с наносекундным разрешением использовалась высокоскоростная электронно-оптическая камера К011 БИФО. Камера работала в режиме девятикадровой регистрации изображения с экспозицией 100 нс, и длительностью паузы между кадрами от 100 до 300 нс.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Распределение свечения разряда на фотоизображениях при разных положениях ударной волны после дифракции на препятствии (рис. 2) показали четкое соответствие форме фронта ударной волны после дифракции (рис. 1). Когда искривленный фронт в момент приложения импульсного напряжения находится внутри разрядного объема, свечение разряда с резкой границей слева визуализирует область протекания тока разряда перед фронтом. На рис. 2 приведены теневое изображение фронта ударной волны, удалившейся от препятствия на 51 мм, фотоизображение и электронно-оптические изображения с экспозицией 100 нс, показывающие излучение плазменного объема протяженностью около 15 мм. Распределение свечения разряда позволяет с большой точностью определить положение и форму фронта ударной волны после дифракции. Результаты газоразрядной визуализации (рис. 2, б, в) хорошо отражают искривление фронта дифрагированной ударной волны.

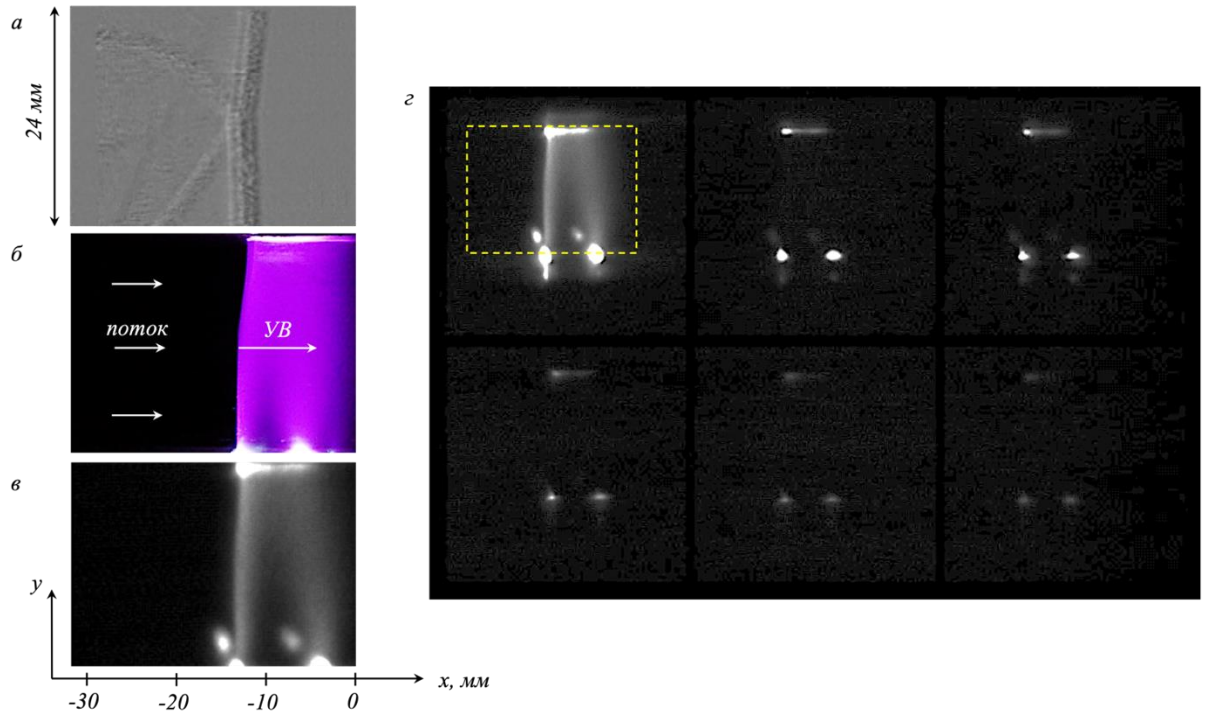


Рис. 2. Теневое изображение ударной волны (M = 3,33, p_0 = 20 Торр), экспозиция 1 мкс (а); фотоизображение свечения разряда (б); первый кадр (в) и серия кадров электронно-оптической съемки разряда при экспозиции 100 нс, паузах между кадрами 200 нс (г). Разряд инициировался через 47 мкс после прохождения препятствия ударной волной (M = 3,15, p_0 = 25 Торр)

Рис. 2 (г) представляет собой последовательность кадров съемки электронно-оптической камерой. Изображение (в) на рис. 2 является увеличенным фрагментом, который выделен пунктиром на рис. 2 (г). На первом кадре последовательности наблюдается яркая стадия объемного свечения разряда, которая показывает излучение разряда в течение 100 нс, соответствующее протеканию тока в области, ограниченной искривленным фронтом

дифрагированной ударной волны. На втором кадре последовательности электронно-оптической съемки объемная фаза затухает. На последующих кадрах наблюдается затухающее послесвечение поверхностных разрядов на нижней и верхней стенках камеры. В результате полная длительность свечения объемной фазы излучения разряда в экспериментах составляет 400-700 нс. Фотоизображение на рис. 2 (б) является интегральным по времени изображением свечения импульсного разряда (время экспозиции соответствует времени излучения разряда). Следовательно, фоторегистрация свечения обеспечивает практические мгновенную визуализацию поля течения в разрядной секции, так как смещение фронта ударной волны за время экспозиции не превышает 0,6 мм. Нужно отметить, что диапазон спектральной чувствительности цифровой фотокамеры и электронно-оптической камеры соответствует видимой и части инфракрасного диапазона излучения (380-850 нм), в то время как основная часть спектра импульсных разрядов в воздухе лежит в ультрафиолетовой области, соответствуя полосам второй положительной системы азота с длинами волн 280-500 нм [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение свечения наносекундного объемного комбинированного разряда точно визуализирует форму фронта ударной волны, искривленного в результате дифракции и взаимодействия элементов ударно-волновой конфигурации, и хорошо согласуется с картинами теневой визуализации, отражающей динамику процессов. Можно сделать вывод о том, что исследуемый тип разряда является хорошим инструментом для визуализации поля течения и геометрии фронта ударной волны в прямоугольном канале.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития МГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алферов В.И., Дмитриев Л.М.** Электрический разряд в потоке газа при наличии градиентов плотности. ТВТ, 1985, т.23, No 4 с.677 682.
2. **Стариковский А.Ю., Александров Н.Л.** Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 2. С. 126-192.
3. **Мурсенкова И.В., Сазонов А.С., Ляо Ю., Иванов И.Э.** Визуализация области взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем свечением наносекундного поверхностного скользящего разряда // Научная визуализация. 2019. Т. 11. № 3. С. 76-87.
4. **Settles G.S., Hargather M.J.** A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques // Measurement Science and Technology. 2017. V. 28. № 4. 042001.
5. **Знаменская И.А.** Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // Научная визуализация. 2021. Т. 13. № 3. С. 125-158.
6. **Jagadeesh G., Srinivasa Rao B.R., Nagashetty K., Reddy N.M., Reddy K.P.J.** Electrical discharge technique for three-dimensional flow field visualisation in hypersonic shock tunnel // J. Flow Visualisation and Image Processing. 1997. V. 4. №1. P. 51-57.

7. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М., 1987. 592 с.
8. **Архипов Н.О., Знаменская И.А., Мурсенкова И.В. и др**. Эволюция наносекундного комбинированного объемного разряда с плазменными электродами в потоке воздуха // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3: Физ. астрон. 2014. Т. 1. С. 88-95.
9. **Знаменская И.А., Иванов И.Э., Татаренкова Д.И., Кули-заде Т.А.** Визуализация дифракции ударной волны на уступе импульсным объемным разрядом // Труды 16 Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков». М., 2021. С. 121-127.

Mursenkova I.V., Ivanova A.A.

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, *Russia,*
119991, Moscow, Leninskie Gory, 1, E-mail: militcina.aa18@physics.msu.ru

GAS DISCHARGE AND SHADOWGRAPHY VISUALIZATION OF THE DIFFRACTION OF A PLANE SHOCK WAVE BY AN OBSTACLE

ABSTRACT

The structure of the airflow after the diffraction of a plane shock wave by an obstacle in the channel of a shock tube with a cross section of 24×48 mm was experimentally studied. The flow was visualized using the shadowgraphy method and using the electron-optical registration of the radiation of a volume discharge. The Mach numbers of shock waves were 3,0–4,4 at initial pressures of 10–30 Torr. A combined nanosecond volume discharge in air was realized at a pulsed voltage of 25 kV 20–60 μs after the shock wave passed through the obstacle. The length of the discharge volume in the flow direction is 100 mm. It has been established that the radiation duration of the volume phase of discharge is 400–700 ns, and the displacement of the flow elements during this time does not exceed 0,6 mm. It is shown that the shape of the shock wave front when visualized by the glow of the discharge is in good agreement with the results of shadow probing at different stages of diffraction.

SHADOWGRAPHY VIZUALIZATION, GAS DISCHARGE VIZUALIZATION, SUPERSONIC FLOW, SHOCK WAVE, PULSE VOLUME DISCHARGE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.527+532.517

Чашников Е.А.[1], Никулин В.В.[2]

[1, 2] *Институт гидродинамики имени М. А. Лаврентьева СО РАН, Россия,*
630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15,
[1]*E-mail: Chashnikov@hydro.nsc.ru*
[2]*E-mail: Nikulin@hydro.nsc.ru*

ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНЫХ ПУЗЫРЕЙ ТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ

АННОТАЦИЯ

В работе теневым методом исследуется всплывание тороидального пузыря, создаваемого инжекцией импульсной струи воздуха в воду вертикально вверх. При использовании теневого метода граница пузыря на изображении затемняется, а контрастность по сравнению с фоном увеличиваться, что позволяет использовать алгоритмы программной обработки для определения параметров кольца на каждом кадре. Имеются экспериментальные результаты, указывающие на то, что помимо силы плавучести на тороидальный пузырь действует также и сила сопротивления. В настоящей работе экспериментальные данные об изменении радиуса тора в зависимости от времени сравниваются с теоретической моделью, построенной с учетом и без учета силы сопротивления. Показано, что учет силы сопротивления приводит к гораздо лучшему совпадению теории и эксперимента. Делается вывод, что сила сопротивления действует на тороидальные пузыри, однако ее влияние убывает со временем, т.е. по мере подъема пузыря. Коэффициент сопротивления, используемый в расчетах, определяется эмпирически и полагается константой по мере движения.

ТЕНЕВОЙ МЕТОД, ТОРОИДАЛЬНЫЙ ПУЗЫРЬ, ВИХРЕВОЕ КОЛЬЦО, СИЛА СОПРОТИВЛЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Тороидальный пузырь является разновидностью плавучих вихревых колец, движущихся в жидкости, где в качестве плавучего вещества используется газ [1-3]. Отличительной особенностью плавучих вихревых колец по сравнению с однородными является наличие, действующей на них выталкивающей силы, что оказывает существенное влияние на их динамику. Однородным вихревым кольцам посвящено большое количество работ, где активно применяются различные оптические методы. Так применение оптической велосиметрии позволило детально изучить структуру вихревых колец, особенно внутри ядра [4-6]. Методом PIV в [7] установлено наличие вихревого кольца при прямой инжекции топлива в двигателях внутреннего сгорания. В работе [8] показано, что общее состояние сердца человека зависит от того, сформируется ли вихревое кольцо в результате диастолы левого желудочка сердца. Значительно меньше внимания уделено неоднородным вихревым кольцам [9-10], включая

тороидальные пузыри. Закономерности, полученные для тороидальных пузырей, могут быть перенесены на неоднородные вихревые кольца, хотя они имеют отличительные особенности. Одной из них является сохранение массы газа, которой под действием центробежных сил концентрируется вблизи круговой оси тора. Своеобразная кольцевая структура тороидальных пузырей вместе с вращением жидкости вокруг тора, возможно, была бы полезна для интенсификации массопереноса газ-жидкость [11], встречающегося во многих промышленных задачах, таких как удаление вредных газов и улавливание CO_2. Однако расчет параметров пузыря от времени согласно имеющимся теоретическим моделям [2, 10] не согласуется в полной мере с экспериментом.

В работе [12] предложена теоретическая модель с учетом силы сопротивления. Однако не проводилось сравнение с экспериментом и расчет коэффициента сопротивления был выполнен всего для одной величины объема пузыря. Так согласно [12] задача Коши относительно зависимости радиуса тороидального пузыря от времени представляется в виде:

$$\frac{dR}{dt} = -C_1 \frac{\left[\ln\left(C_2 R\sqrt{R}\right) - 1/2\right]^2}{R^2\sqrt{R}} + \frac{C_3}{R}, R(0) = R_0 \tag{1.1}$$

где $C_1 = \sqrt{6}\Gamma C_d/\left(48\pi^2\sqrt{\pi}\right)$, $C_2 = 4\sqrt{6\pi}$, $C_3 = gW/(2\pi\Gamma)$, C_d - коэффициент сопротивления, ρ - плотность окружающей жидкости, $W = const$ - объем пузыря. Циркуляция тороидального пузыря Γ определяется по формуле:

$$\Gamma = 4\pi RV\left[\ln\left(4\sqrt{6\pi}R\sqrt{R}\right) - 1/2\right]^{-1} \tag{1.2}$$

Без силы сопротивления, то есть с $C_d = 0$, дифференциальное уравнения (1.1) решается аналитически:

$$R = \left(R_0^2 + \frac{F}{\pi\Gamma}t\right)^{1/2}, \tag{1.3}$$

Используемые далее параметры длины, времени и циркуляции обезразмеренны на r_0, $(r_0/g)^{1/2}$, $(gr_0^3)^{1/2}$ соответственно, где $\boldsymbol{r_0}$ равен радиусу сферы, содержащей тот же объем воздуха, что и тороидальный пузырь.

Таким образом, основной целью настоящего исследования является апробация теоретической модели с учетом силы сопротивления, а также определение значений введённого в модели эмпирического коэффициента сопротивления для тороидальных пузырей с различными начальными параметрами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились в заполненном водой резервуаре из оргстекла длиной 0,5 м, шириной 0,5 м и высотой 1,5 м. Способ создания тороидальных пузырей устроен следующим образом. Сперва сжатый воздух, проходя через регулятор давления, подавался на электромагнитный клапан. Время открытого состояния электромагнитного клапана определялось программируемым логическим контроллером. Двигаясь дальше, поток сжатого воздуха проходил сквозь механический клапан, где, толкая упор против натяжения пружины, инжектировался в резервуар. Диаметр сопла механического клапана был равен 0,4 см. После инжекции пузырь в процессе всплывания приобретал тороидальную форму. В верхней части резервуара образовавшийся тороидальный пузырь захватывался воронкообразным устройством для определения объема воздуха W. Точность измерения объема составляет 0,75 мл, что позволило измерить объем с точностью от 10 % для наименьшего объема до 1,1 % для наибольшего. Объем выпущенного воздуха регулировался давлением сжатого воздуха P и длительностью открытого состояния электромагнитного клапана. Давление принимало значения 3, 4, 5 и 6 бар, длительность открытого состояния открытия клапана изменялось от 14 до 50 мс. Расстояние от сопла до нижнего края воронкообразного устройства составляло 1 м. В проведенных экспериментах объем варьировался от 7,3 до 70 см^3.

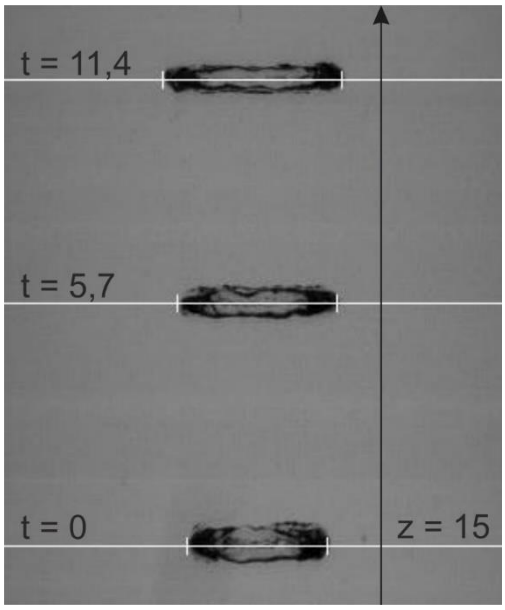


Рис. 1. Подъем тороидального пузыря, t и z безразмерны ($\Gamma = 6{,}7; V = 47$ см^3)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОЛЬЦА С ИЗОБРАЖЕНИЙ

Теневая регистрация тороидального пузыря на фоне светлого матового экрана производилась высокоскоростной видеокамерой в направлении, перпендикулярном траектории движения, с частотой 60 к/с, выдержкой 750 мкс и разрешением 1504× 1128 пикселей. При использовании теневого метода граница пузыря на изображении затемняется, а контрастность по сравнению с фоном увеличивается, что позволяет использовать алгоритмы программной обработки для определения параметров кольца на каждом кадре. Полученные видео обрабатывались кадр за кадром в среде Matlab по методу, схожему разработанному ранее и представленному в [13]. На рис. 1 представлена серия изображений кольца по мере движения, где белыми линиями отмечены найденные по алгоритму из [13] удвоенный максимальный поперечный размер тора $\boldsymbol{R'}$ и его положение по оси $\boldsymbol{z}$. Координата $\boldsymbol{z}$ пузыря, соответствующая его пройденному пути от сопла, измерялась как среднее арифметическое координат точек, лежащих на границе пузыря. Для определения радиуса пузыря $\boldsymbol{R}$ сперва на изображении измерялась половина максимального поперечного размера тора $\boldsymbol{R'}$. Затем $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{a}$ рассчитываются через $\boldsymbol{R'}$ и $\boldsymbol{W}$ путем решения системы из двух уравнений: $\boldsymbol{2\pi^2 R a^2 = W}$, $\boldsymbol{R + a = R'}$. Полученное из системы кубическое уравнение относительно $\boldsymbol{R}$ в физически верной области $\boldsymbol{R} \in \left(\sqrt[3]{\boldsymbol{W/2\pi^2}}, \boldsymbol{R'}\right)$ имеет только 1 решение. Учитывая, что циркуляция не изменяется со временем, ее расчет производился по формуле (1.2) в начале отсчета.

Дифференциальное уравнение (1.1) разрешимо при любом значении начального радиуса R_0. Поэтому начало отсчета можно выбрать в произвольном месте, где пузырь имеет тороидальную форму. В проведенных экспериментах начало отсчета было установлено на расстоянии в $15r_0$ от сопла. На данном расстоянии во всех пусках пузыри имели форму тора.

Получив зависимость радиуса от времени и циркуляцию для одного пузыря, оценку его коэффициента сопротивления можно найти из решения уравнения (1.1), сравнивая решение с экспериментальной зависимостью. Сравнение решений с различными коэффициентами C_d, которые варьировались от 0 до 1 с шагом в 0,001, проводилось по методу наименьших квадратов. Лучший результат, то есть такое C_d, что расхождение между решением (1.1) и экспериментом было наименьшим, полагался коэффициентом сопротивления данного пузыря.

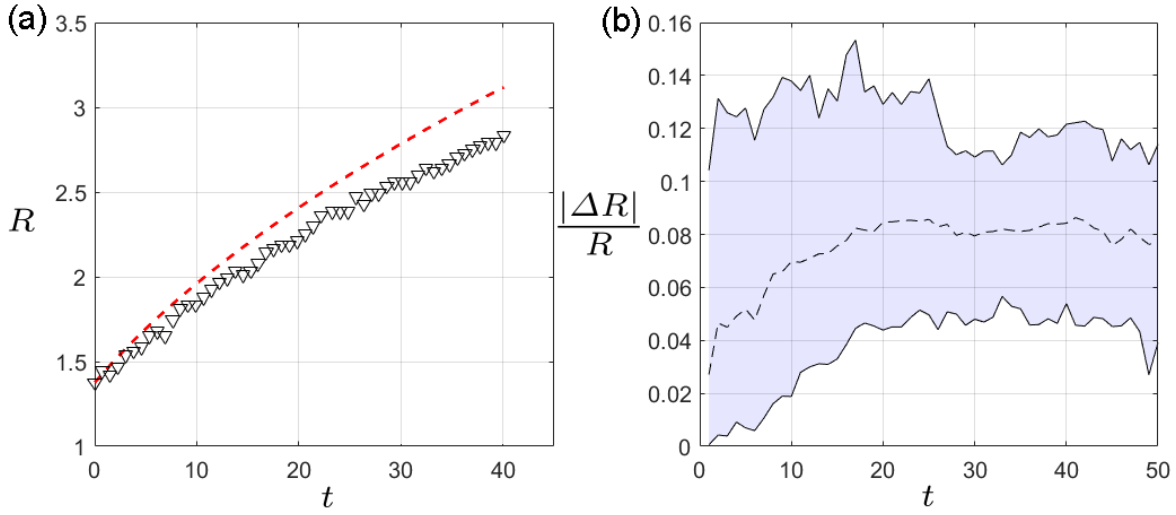


Рис. 2. (a) зависимость радиуса от времени ($\Gamma = 6{,}7; W = 47$ см^3): штрих линия - расчет по формуле (1.3), ∇ - экспериментальная зависимость. (b) усредненный по всем экспериментам $|\Delta R|/R = |R_{\text{по (1.3)}} - R_{\text{эксп}}|/R$, где штрих линия - среднее значение при времени равном t, цветом выделен доверительный интервал в 95%

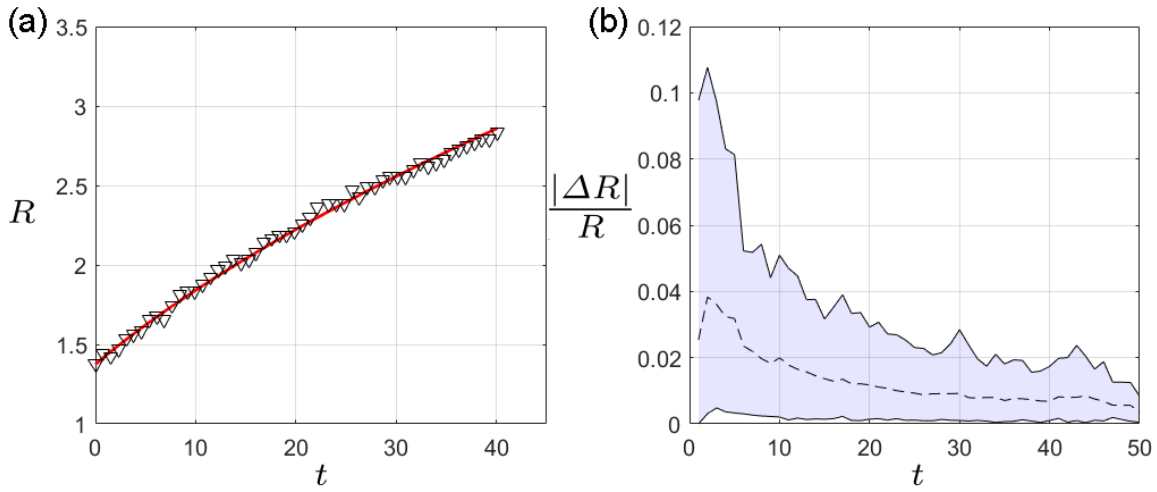


Рис. 3. (a) зависимость радиуса от времени ($\Gamma = 6{,}7; W = 47$ см^3): сплошная линия - расчет по формуле (1.1) с $C_d = 0{,}248$, ∇ - экспериментальная зависимость. (b) усредненный по всем экспериментам $|\Delta R|/R = |R_{\text{по (1.1)}} - R_{\text{эксп}}|/R$ с C_d, определенным по методу наименьших квадратов, где штрих линия - среднее значение при времени равном t, цветом выделен доверительный интервал в 95%

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2(a) и 3(a) представлены характерные экспериментальные точки радиуса ядра от времени (∇), на 2(a) рассчитанные по формуле (1.4) (штрих линия), на 3(a) рассчитанные по формуле (1.5) с C_d, найденным по методу наименьших квадратов (сплошная линия) при $\Gamma = 6{,}7$ и объеме $W = 47$ см^3. Видно, что расчет по формуле (1.3) лежит выше экспериментальных точек, что наблюдалось во всех проведенных экспериментах. Оценка систематического отклонения расчета по формулам (1.3) и (1.1) от экспериментальных точек во всех пусках представлена на рис. 2(b) и 3(b). По оси ординат отложено отношение модулей разности теории и эксперимента по отношению к эксперименту при соответствующем времени t. Плотность распределения точек при времени t продемонстрирована через доверительный интервал в 95%, выделенный цветом, где штрих линия показывает среднее значение относительного отклонения теории от эксперимента. Границы доверительного интервала и среднее значение при времени t рассчитывалось по данным из более 100 пусков. При времени t от 25 и далее среднее и максимальное отклонение на рисунке 2(b) составляет 8-9% и 12-13%, а на рис. 3(b) составляет 0,5-1% и 2-3% соответственно. Таким образом учет сопротивления с постоянным C_d позволяет в несколько раз увеличить точность

теоретического расчета. Стоит отметить, что коэффициент сопротивления лишь предполагается постоянным, а в общем, может зависеть от времени. Однако учет этой зависимости не внесет существенных изменений в точность расчетов. Так как слагаемое, отвечающее за сопротивление в (1.1), уменьшается с увеличением радиуса гораздо быстрее, чем сила плавучести.

На рис. 4 изображены рассчитанные коэффициенты сопротивления при соответствующих им объемам тороидальных пузырей. Наблюдается отсутствие явной корреляции между ними.

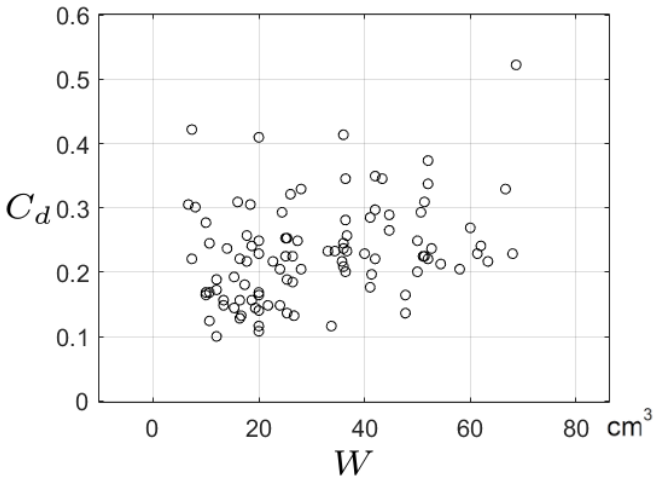


Рис. 4. Коэффициент сопротивления при соответствующих объемах пузыря

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован подъем тороидальных пузырей при различных значениях начальных параметров: объема, радиуса и циркуляции. Тороидальные пузыри создавались путем инжекции вертикально вверх струи воздуха в воду. Начало отсчета была установлено на расстоянии в 15 радиусов сферы, объем которой равен объему тороидального пузыря. Показано, что в таком случае зависимость радиуса тора от времени без учета силы сопротивления лежит выше экспериментальных точек. На обезразмеренном временном фрагменте от 0 до 25 среднее значение относительного отклонения растет до 8-9% и остается постоянным далее. Статистика была набрана по измерениям параметров более 100 тороидальных пузырей.

Апробирована теоретическая модель, где предполагается, что помимо силы плавучести на тороидальный пузырь действует сила сопротивления. Учет силы сопротивления с большей точностью позволяет согласовать теоретический расчет с экспериментальными данными. Среднее относительное отклонение на временах 0 до 25 не превышает 4% и составляет 0,5-1% далее. Таким образом, можно сделать вывод, что на тороидальный пузырь, помимо силы плавучести, действует сила сопротивления и ее следует учитывать в задачах, требующих высокой точности.

Коэффициент сопротивления, используемый в расчетах, определялся путем поиска наилучшего совпадения расчета и эксперимента методом наименьших квадратов. Показано отсутствие явной корреляции между коэффициентом сопротивления и объемом пузыря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Walters J. K., Davidson J. F**. The initial motion of a gas bubble formed in an inviscid liquid // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 17, 1963, pp. 321-336.
2. **Pedley T.** The toroidal bubble // Journal of Fluid Mechanics. 1968. V. 32. №. 1. P. 97-112. DOI: 10.1017/S0022112068000601.

3. **Vasel-Be-Hagh A. R., Carriveau R., Ting D. S.-K**. A balloon bursting underwater // Journal of Fluid Mechanics, Vol. 769, 2015, pp. 522-540.
4. **Didden N.** On the formation of vortex rings: Rolling-up and production of circulation // Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP). 1979. V. 30, P. 101–116. DOI: 10.1007/BF01597484.
5. **Glezer A., Coles D.** An experimental study of a turbulent vortex ring // Journal of Fluid Mechanics. 1990. V. 211. P. 243-283.
6. **Weigand A., Gharib M.** On the evolution of laminar vortex rings // *Experiments in Fluids*. 1997. V. 22. P. 447–457. DOI: 10.1007/s003480050071.
7. **Sazhin S.S., Kaplanski F., Feng G., Heikal M.R., Bowen P.J.** A fuel spray induced vortex ring // Fuel. 2001. V. 80. № 13., P. 1871-1883.
8. **Gharib M., Rambod E., Kheradvar A., Sahn D., Dabiri J.** Optimal vortex formation as an index of cardiac health // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 2006. V. 103. № 16. P. 6305-8. DOI: 10.1073/pnas.0600520103.
9. **Bond D., Johari H.** Impact of buoyancy on vortex ring development in the near field // Experiments in Fluids. 2010. V. 48. P. 737–745. DOI 10.1007/s00348-009-0761-z.
10. **Turner J. S.** Buoyant vortex rings // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1957. V. 239. P. 61 – 75.
11. **Ma Y., Guocong Y., Huai Z. L.** Note on the Mechanism of Interfacial Mass Transfer of Absorption Processes // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2005. V. 48. № 16. P. 3454-3460. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.03.008.
12. **Vasel-Be-Hagh A.R., Carriveau R., Ting D. S.K., Turner J.S.** Drag of buoyant vortex rings // Physical Review E. 2015. V. 92. № 4. P. 043024.
13. **Chashnikov E.A., Nikulin V.V.** Determination of the Parameters of a Vortex Ring with an Air Core in a Liquid by Computer Processing of Video Images // Scientific Visualization. 2021. V 13.3. P. 66-74. DOI: 10.26583/sv.13.3.07.

Chashnikov E.A.[1], Nikulin V.V. [2]

[1, 2] Lavrentyev Institute of Hydrodynamics SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, Lavrentyev Prospekt, 15
[1]E-mail: Chashnikov@hydro.nsc.ru
[2]E-mail: Nikulin@hydro.nsc.ru

STUDY OF THE DRAG OF TOROIDAL BUBBLES BY THE SHADOW METHOD ABSTRACT

ABSTRACT

In this work, the ascent of a toroidal bubble created by the injection of a pulsed air jet into water vertically upwards is studied by the shadow method. When using the shadow method, the bubble border on the image is darkened, and the contrast in comparison with the background is increased, which makes it possible to use software processing algorithms to determine the parameters of the ring on each frame. There are experimental results indicating that, in addition to the buoyancy force, the drag force also acts on the toroidal bubble. In this paper, the experimental data on the change in the torus radius as a function of time are compared with a theoretical model constructed with and without taking into account the drag force. It is shown that taking into account the resistance force leads to a much better agreement between theory and experiment. The drag force is concluded to act on toroidal bubbles, but its influence decreases with time, i.e., as the bubble rises. The drag coefficient used in the calculations is determined empirically and assumed to be constant as you move.

SHADOW METHOD, TOROIDAL BUBBLE, VORTEX RING, DRAG FORCE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.783 533.6

Жаркова Г.М., Коврижина В.Н., Миронов Д.С., Наумова Д.К., Пак А.Ю., Петров А.П.

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, Институтская 4/1, E-mail: Zharkova@itam.nsc.ru

ПАНОРАМНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ В КАВЕРНЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЕЕ ДОЗВУКОВЫМ И СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

АННОТАЦИЯ

Исследовано обтекание мелкой каверны методами жидкокристаллических покрытий при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях потока. Получено влияние числа М на пространственную картину течения внутри каверны и распределение температуры на дне каверны. При дозвуковом обтекании зона повышенного теплообмена сосредоточена вблизи оси симметрии каверны. Обнаружено, что возникновение резонансных явлений приводит к перестройке течения внутри каверны и изменению величин касательных напряжений.

ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ, МЕЛКАЯ КАВЕРНА, ТЕМПЕРАТУРА, КАСАТЕЛЬНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Исследование течения в кавернах является одной из классических задач аэродинамики и имеет большое практическое применение при разработке методов управления течением, оптимизации теплоотдачи, аэродинамического сопротивления, интенсификации или ослаблении генерируемых пульсаций давления. Несмотря на простоту геометрии мелкой каверны, при её обтекании возникает сложное пространственное течение. Структура и режим течения в каверне зависят от соотношения ее геометрических размеров [1,2], формы/наклона стенок [3], скорости и направления потока [4–6], толщины и состояния пограничного слоя у передней кромки [7].

Традиционно для исследования такого рода течений применяются микрофоны или датчики давления [2] и термоанемометры [8]. При изучении тепловых процессов, происходящих на поверхности модели применяются термопары и тепловизоры [3]. Из панорамных методов исследования применяется также маслосажевая визуализация. Для более детального исследования тепловых процессов внутри каверны определенный интерес представляют жидкокристаллические (ЖК) покрытия. Это обусловлено несколькими причинами:

- возможностью получения панорамных качественных и количественных данных о температуре, тепловом потоке и их эволюции по времени;
- сравнительно малым количеством работ, посвященных диагностике теплоотдачи и поверхностного трения в кавернах;
- возможностью сравнительного анализа результатов с данными традиционного метода маслосажевой визуализации и др.

Цель настоящей работы - на примере мелкой каверны провести тестирование методов ЖК для визуализации панорамного распределения температуры и поверхностного трения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРИМЕНЕНИЯ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325М ИТПМ СО РАН с сечением рабочей части 40×40 мм^2, которая является установкой баллонного типа периодического действия. Для моделирования различных скоростей набегающего потока имеется набор сменных рабочих частей. Дозвуковая рабочая часть имеет постоянное сечение и подпорную шайбу на выходе, позволяющую плавно изменять число Маха набегающего потока от 0,3 до 0,7. Сверхзвуковые рабочие части имеют встроенное сопло на определенное число Маха (2, 3 или 4). Изменение числа Рейнольдса может производиться за счет изменения полного давления в форкамере аэродинамической трубы. Единичное число Рейнольдса составило $Re_1 = 19 \cdot 10^6$ м$^{-1}$ во всех проведенных экспериментах, кроме экспериментов с максимальной скоростью M = 4, где $Re_1 = 21 \cdot 10^6$ м$^{-1}$.

Модель прямоугольной каверны была установлена в одну из боковых стенок рабочей части, и представляет собой сменное окно, изготовленное из оргстекла. В экспериментах использовалась каверна длиной L = 60 мм, шириной W = 30 мм и глубиной D = 9 мм. Каверна с таким соотношением размеров относится к там называемым мелким кавернам [2], когда отношение длины к глубине L/D больше единицы, а реализующееся в ней течение при L/D =6,7 относится к открытому типу. Визуальный доступ в рабочую часть аэродинамической трубы обеспечивался за счет установки на боковой стенке, противоположной каверне, окна с оптическим стеклом. Снаружи аэродинамической трубы располагалась система подсветки и камера. Схема эксперимента и используемая система координат представлены на рис. 1.

Для контроля уровня пульсаций давления и определения режима течения в верхней стенке рабочей части в сечении x/L = 1,17 (см. рис. 1б) был установлен датчик давления Кулайт (Kulite) XCS-093-25A. Для определения структуры потока в каверне, была использована маслосажевая визуализация, позволяющая получить линии тока на поверхности модели. Для этого использовалась смесь веретенного масла с порошком оксида титана Ti_2O_3. Для лучшей видимости линий тока модель каверны была окрашена в белый цвет. Время выдержки маслосажевой смеси в потоке определялось эмпирически при помощи записи видео для каждого из режимов течения.

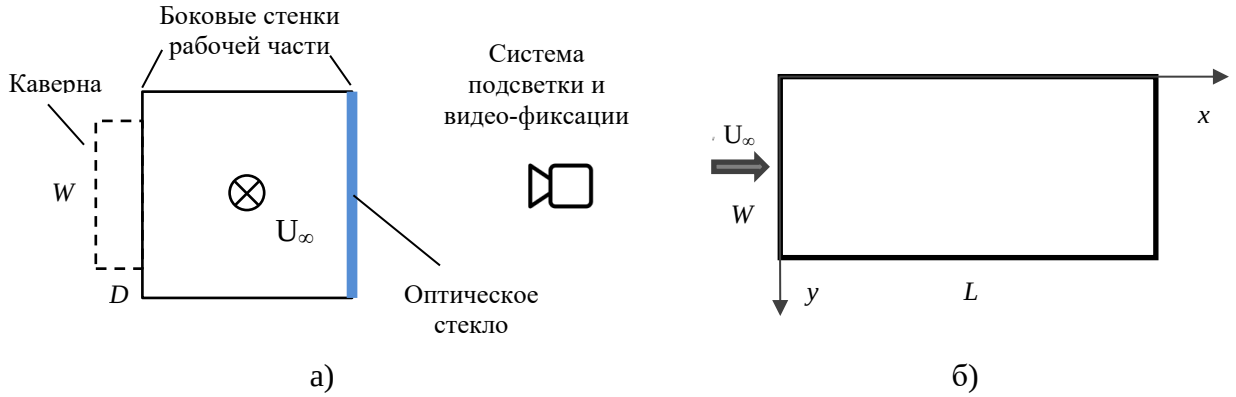


Рис. 1. Схема эксперимента (вид спереди) (а) и используемая в каверне система координат (б)

Для верификации полученных при помощи маслосажевой визуализации данных о структуре течения в каверне и изучения влиянии на нее числа Маха методами жидкокристаллических покрытий была выполнена диагностика полей температур. Длительность эксперимента также контролировалась в процессе видео - фиксации (25 кадров в секунду) и составляла не более 100, иногда 200 с, что позволяло пренебрегать перетоками

тепла по исследуемой модели. Методика применения, калибровки и цифровой обработки экспериментальных данных, полученных с помощью ЖК, описаны, например, в [9–15]. В настоящей работе использовалось 2 типа ЖК покрытий: термочувствительная полимерно-жидкокристаллическая пленка и покрытие на основе композиции из чистых холестерических ЖК (ХЖК), чувствительных к поверхностному трению. Термочувствительная пленка с шириной области селективного отражения $\Delta T = (15 \div 17)°C$ наклеивалась на модель. Чистые ЖК, чувствительные к касательному напряжению τ и нечувствительные к температуре в исследуемом диапазоне температур, наносились на модель с помощью напыления с последующим созданием селективно отражающей свет планарной текстуры ХЖК перед каждым экспериментом при необходимости. Время отклика ЖК – 20-100 мс в зависимости от вязкости состава.

До начала эксперимента модель каверны, покрытая термочувствительной пленкой, находилась при комнатной температуре и имела темно-синий цвет. После включения потока вследствие охлаждения цвет ЖК покрытия изменялся в соответствии с локальной интенсивностью теплообмена поверхности с потоком. Для цифровой обработки полученных изображений использовалась хроматическая координата – цветовой тон H (Hue). С уменьшением локальной температуры покрытия монотонно изменяют свой цвет от синего до красного. При этом цветовой тон H уменьшается практически линейно. На рис. 2 показана типичная зависимость цветового тона от температуры H(T). Зависимость цветового тона от касательного напряжения в условиях эксперимента с покрытием на основе смеси чистых ХЖК также описывается полиномом невысокой степени. Поэтому для качественного анализа структуры течения на исследуемой модели удобно использовать карты цветового тона [12].

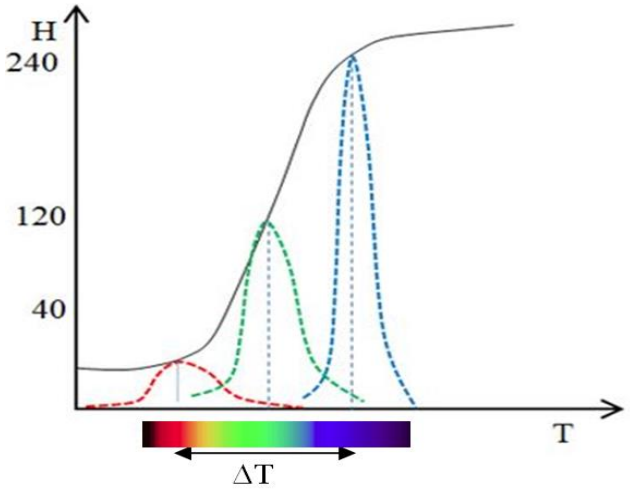


Рис. 2. Типичная зависимость H(T)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

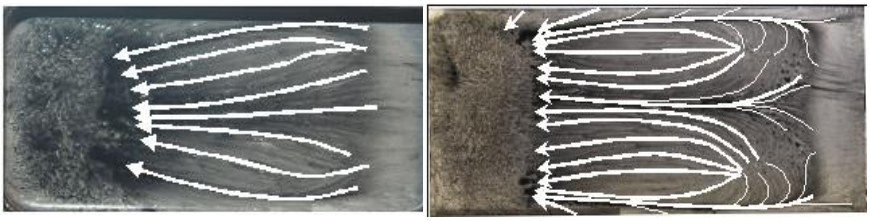
Ранее было обнаружено, что в исследуемой мелкой каверне при числах Маха от 0,3 до 0,75 могут реализоваться два вида структуры течения, которые коррелируют с отсутствием или наличием генерации высокоинтенсивных акустических пульсаций, называемых пульсациями Росситера [16]. Для определения частот отдельных мод пульсаций выведена формула Росситера.

Первый тип течения, когда высокоинтенсивные пульсации отсутствуют, наблюдается при числах Маха до 0,4 и при M = 0,6. Структура такого течения на примере M = 0,3 показана на рис. 3а. Здесь и далее набегающий поток направлен слева направо. В передней части каверны наблюдается застойная зона, занимающая порядка 25% от длины каверны. Течение имеет ячеистую, немного несимметричную структуру, что может быть связано с нестрогой перпендикулярностью передней кромки к вектору скорости набегающего потока или погрешностями в изготовлении модели. Возвратное течение в средней части каверны говорит

о наличии внутри каверны двух основных вихрей, закрученных по потоку. Отсутствие присоединения сдвигового слоя ко дну также свидетельствует о реализации открытого типа течения. Линия присоединения находится в положении x/L = 0,85.

При возникновении высокоинтенсивных пульсаций происходит заметная перестройка течения. Таким типам течения соответствуют числа Маха набегающего потока 0,5 и выше 0,65. Структура течения при M = 0,7 показана на рис. 3б. В таких случаях на дне возникают точки присоединения (источники), из которых происходит всестороннее растекание. Линии тока от этих источников, расходясь сначала во всех направлениях, сносятся возвратным течением к передней стенке каверны. Такая структура линий тока свидетельствует о формировании тороидальных вихрей, вытянутых в сторону передней кромки. Кроме того, задняя линия присоединения смещается ближе к задней стенке до положения x/L = 0,9.

Подобные структуры также визуализируется методом ЖК покрытия, чувствительного к поверхностному трению (рис. 4 а, б). Однако, кроме качественного определения направления линий тока, в отличие от маслосажевой визуализации, на этих изображениях можно наблюдать изменение цвета ЖК покрытия. Под влиянием трения на участках с более высоким уровнем касательных напряжений происходит смещение длины волны отраженного света в синюю область спектра. В областях отрыва цвет покрытия остается первоначальным.



а) M = 0,3 б) M = 0,7

Рис.3. Структура течения на дне каверны. Маслосажевая визуализация

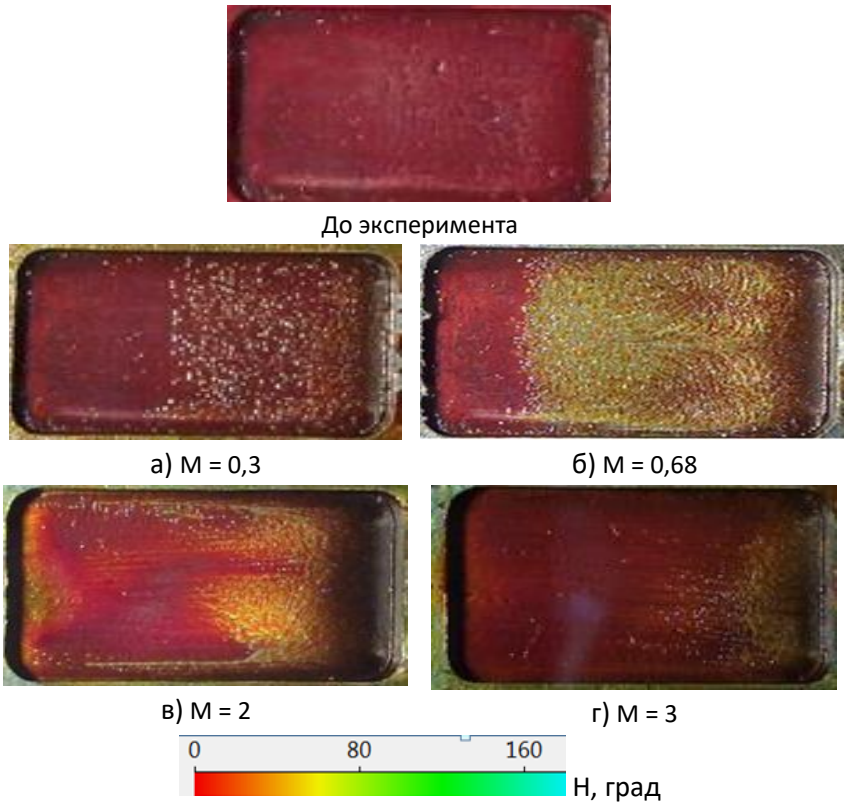


Рис.4. Структура течения на дне каверны. ЖК покрытие

При M = 2 картина трехмерного течения в каверне стала заметно асимметричной, наблюдаемый размер застойной области увеличился по сравнению с дозвуковыми скоростями течения. Желтый цвет ЖК покрытия в зоне растекания указывает на меньший уровень касательных напряжений при такой скорости потока, чем при M = 0,68. Т.к. наблюдение ведется по потоку, черный цвет поверхности перед задней стенкой каверны свидетельствует о том, что в этой области вектор τ направлен против скорости набегающего потока, а величина напряжения меньше, чем в средней части каверны.

Полученная с помощью ЖК информация позволяет оптимально перейти к локальным инструментальным измерениям на исследуемой поверхности (термопары, поверхностные датчики).

Следует отметить, что изменение расстояния от сопла рабочей части до каверны, т.е. толщины пограничного слоя у передней кромки (в рамках данного эксперимента) не влияет на структуру потока (рис. 5).

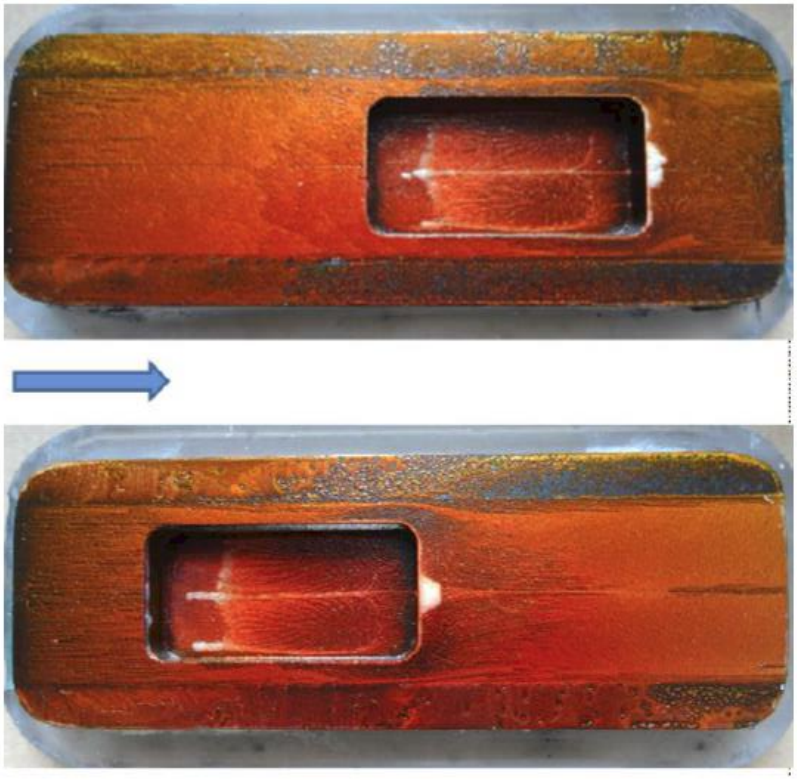


Рис. 5. Влияние расстояния до каверны на картину течения (M = 0,68)

Рассмотрим далее результаты, полученные методом термочувствительных ЖК покрытий с номинальным диапазоном чувствительности ΔT = 15÷17°C. На рис. 6 показана временная зависимость оптического отклика ЖК в ходе пуска длительностью около 90 сек при M = 2. Участки красного цвета соответствуют повышенной теплоотдаче от поверхности к газу, соответственно участки синего цвета - пониженной теплоотдаче. Несмотря на то, что перепад температур в ходе эксперимента по поверхности пластины несколько больше динамического диапазона используемого ЖК (ΔT = 2°C) и визуально не вся поверхность пластины окрашена одновременно, температурный отпечаток ударно-волновой структуры сверхзвукового течения на пластине и в каверне был получен. Карты цветового тона также показывают, что данный диапазон рабочих температур ЖК позволяет практически полностью получить распределение мгновенной температуры в каверне.

Как известно, имея локальную зависимость температуры от времени T(*x*,*y*,*t*) при определенных граничных условиях на поверхности, можно также получить плотность теплового потока.

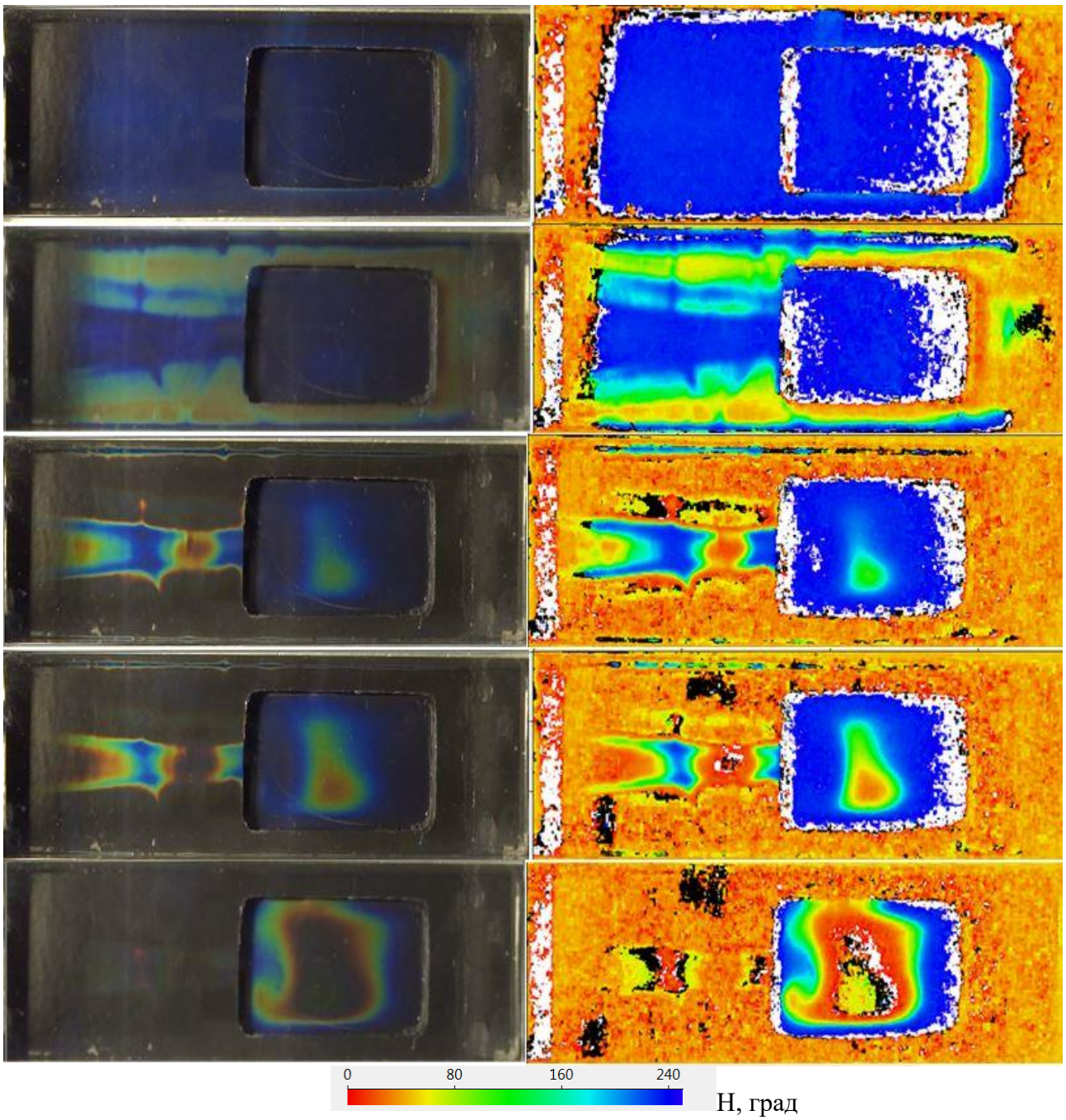


Рис. 6. Изменение ЖК термограмм в ходе эксперимента (сверху вниз) при M = 2 (слева) и соответствующие карты цветового тона (справа)

На рис. 7 показаны ЖК визуализация поля температур и карты цветового тона при 4х числах Маха: 0,68, 2, 3 и 4. Видно, что, максимум теплоотдачи при M = 3 и 4 происходит в областях, соответствующих центрам областей растекания (см. рис. 3б), не смотря на отсутствие резонанса при M = 3. В этих положениях охлаждение максимально и модель имеет красный цвет. В то же время при дозвуковой скорости набегающего потока (M= 0,68) наблюдается только одна область повышенной теплоотдачи в районе центра каверны, соответствующая области повышенных значений касательных напряжений (см. рис. 4б). Это может быть обусловлено перераспределением массового расхода у дна каверны вследствие увеличения скорости и уменьшения плотности потока, интенсификацией теплообмена вблизи задней стенки из-за увеличения уровня пульсаций, генерируемых на задней кромке более скоростным слоем смешения.

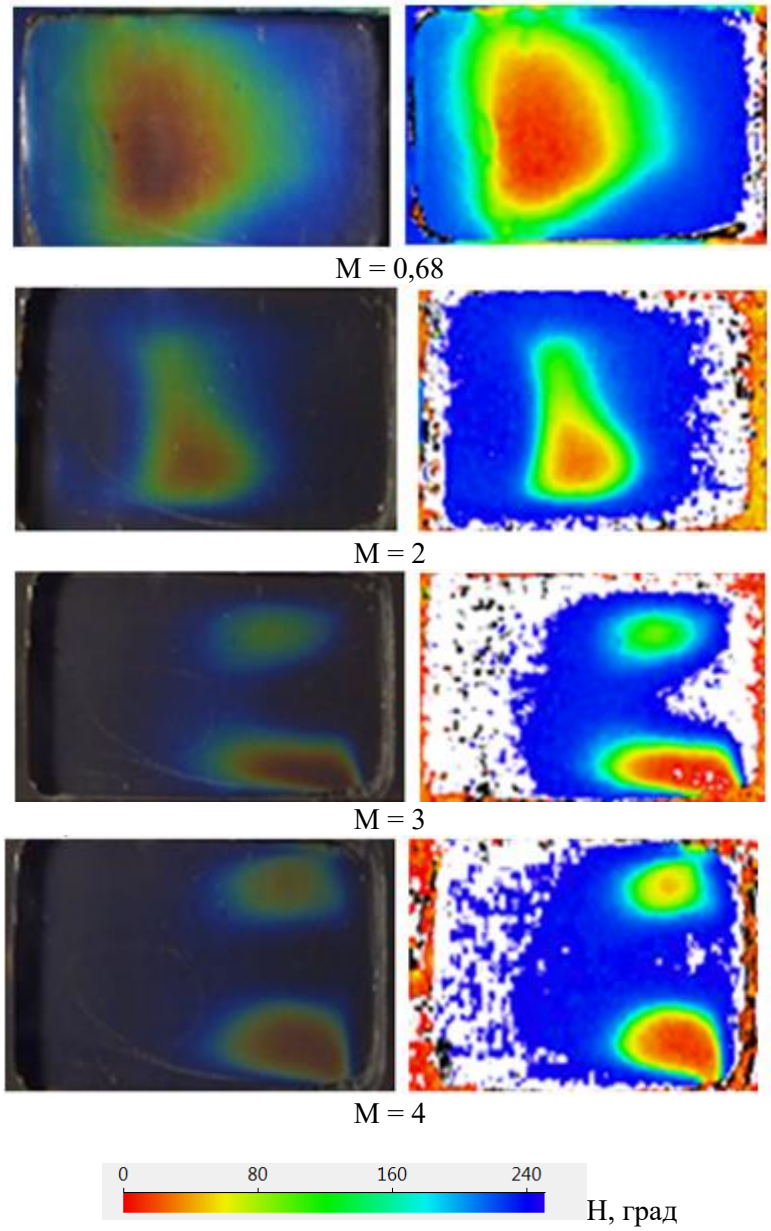


Рис. 7. ЖК визуализация поля температур (слева) и карты цветового тона при различных числах Маха (справа)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены результаты тестирования двух типов ЖК покрытий (чувствительных к температуре или касательному напряжению поверхностного трения) и методов их применения для визуализации панорамного распределения этих параметров на примере течения в мелкой каверне.

Показано, что оба типа ЖК покрытий позволили детектировать особенности топологии пристеночного дозвукового течения на исследуемой поверхности, а также ударно-волновую структуру сверхзвуковой струи и ее очертания на поверхности модели в зависимости от времени. Кроме топологии метод термочувствительных ЖК пленок позволяет изучать теплоотдачу, что является актуальным при применении в ряде технологических процессов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 121030500158-0).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Disimile P., Toy N., Savory E.** Effect of planform aspect ratio on flow oscillations in rectangular cavities // Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme - J FLUID ENG. 2000. Vol. 122. DOI:10.1115/1.483223.
2. **Mendoza J., Ahuja K.** Effects of cavity dimensions, boundary Layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes. 1995. 261 p.
3. **Дьяченко А.Ю., Терехов В.И., Ярыгина Н.И**. Обтекание турбулентным потоком поперечной каверны с наклонными боковыми стенками. 2. Теплообмен // Прикладная механика и техническая физика. 2007. Vol. 48, № 4. С. 23-29.
4. **Savory E**., **Toy N., Okamoto S., Yamanishi Y.** The internal flow field associated with yawed three-dimensional rectangular cavities // Journal of Flow Visualization and Image Processing. 2000. Vol. 7. № 3. P. 217-229.
5. **Czech M., Savory E.**, **Toy N., Mavrides T.** Flow regimes associated with yawed rectangular cavities // The Aeronautical Journal. Cambridge University Press. 2001. Vol. 105. № 1045. P. 125-134.
6. **Миронов Д.С.** Экспериментальное исследование пульсаций давления, генерируемых мелкой открытой каверной, с применением частотно-временных методов обработки данных // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Vol. 18. № 3. С. 385-395.
7. **Grace M.S., Dewar W.G., E. Wroblewski D.** Experimental investigation of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent upstream boundary layers // Experiments in Fluids. 2004. Vol. 36. № 5. P. 791-804.
8. **Миронов Д.С.** Возникновение резонанса при трансзвуковом обтекании мелкой трехмерной каверны // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник трудов. Казань. 2015. С. 2568-2570.
9. **Жаркова Г.М., Коврижина В.Н.** Панорамная диагностика поверхностных температур и тепловых потоков в аэродинамическом эксперименте // Инженерно-физический журнал. 2010. Vol. 83. № 6. С. 1072-1083.
10. **Жаркова Г.М. , Коврижина В.Н., Петров А.П., Подъячев С.П.** Панорамная диагностика касательных напряжений на стенке канала с выступом с помощью жидких кристаллов // Теплофизика и аэромеханика. 2016. №6. С. 865-873.
11. **Жаркова Г.М., Коврижина В.Н., Петров А.П., Мошаров В.Е., Радченко В.Н., Шаповал Е.С.** О применении жидких кристаллов для визуализации структуры пристенного течения в экспериментальной аэродинамике // Результаты фундаментальных исследований в прикладных задачах авиастроения. Сборник статей. М.: Российская академия наук («Наука» РАН). 2016. С. 113-125. ISBN 978-5-9908169-6-1.
12. **Жаркова Г.М., Коврижина В.Н., Подъячев С.П.** Анализ и интерпретация данных видеорегистрации экспериментов с ЖК покрытиями // Научная визуализация. 2017. Vol. 9. № 3. С. 96-102.
13. **Zharkova G.M., Kovrizhina V.N., Petrov A.P.** Panoramic temperature, pressure, and shear stress sensors based on liquid crystal composites // Polymer Science, Series C. 2018. Vol. 60. No. 1. P. 14-22.
14. **Жаркова Г.М., Коврижина В.Н.** Механо-оптические эффекты в жидких кристаллах и их использование для измерения касательных напряжений в аэродинамическом эксперименте // Жидкие кристаллы и их практическое использование. 2022. Т.22. №3. С. 5-14.
15. **Mironov D.S., Lebiga V.A., Zharkova GM., Kovrizhina V.N., Petrov A.P.** Investigation of flow features in a rectangular cavity using panoramic visualization methods // AIP Conference Proceedings. 2023. V. 2504. No. 030036. (doi: 10.1063/5.0132807).
16. **Rossiter J.E.** Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds. 1964.

Zharkova G.M., Kovrizhina V.N., Mironov D.S., Naumova D.K., Pak A.Yu., Petrov A.P.

Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Novosibirsk, Russia, 630090, Novosibirsk, Institutskay str.,4/1/ E-mail: Zharkova@itam.nsc.ru

PANORAMIC VISUALIZATION OF THE FLOW IN A CAVITY WITH A SUBSONIC AND SUPERSONIC FLOW AROUND IT

ABSTRACT

The flow around a shallow cavity is investigated by liquid-crystal coating methods at subsonic and supersonic flow velocities. The influence of the M number on the spatial pattern of the flow inside the cavity and the temperature distribution at the bottom wall of the cavity is obtained. In subsonic flow, the zone of increased heat transfer is concentrated near the axis of symmetry of the cavity. It is found that the occurrence of resonant phenomena leads to a rearrangement of the flow inside the cavity and a change in the values of tangential stresses.

LIQUID CRYSTALS, SHALLOW CAVITY, TEMPERATURE, SHEAR STRESS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 533.6.071.8, 536.2, 772.96

Знаменская И.А.[1], Карнозова Е.А.[1], Муратов М.И.[1], Луцкий А.Е.[2]

[1] Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества «МГУ им. М.В. Ломоносова», Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, E-mail: znamen@phys.msu.ru
[2] Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН, Россия,
125047, Москва, Миусская пл., д. 4, E-mail: allutsky@yandex.ru

ТЕРМОГРАФИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПОТОКАХ

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе представлены результаты термографических исследований эволюции нестационарных тепловых потоков в канале ударно-волнового стенда прямоугольного сечения 24 х 48 мм. Продемонстрирована панорамная тепловизионная визуализация изменения излучения полей тепловых потоков при взаимодействии плоской ударной волны с прямоугольным препятствием (6 х 2 х 48 мм). Длительность регистрируемых тепловизионных фильмов – вплоть до 40 миллисекунд. Процессы нагрева обтекаемых сверхзвуковым потоком стенок рабочей камеры визуализируются при помощи высокоскоростного инфракрасного детектора Telops FAST M200 (рабочий диапазон 1,5-5,1 мкм) сквозь прозрачные для инфракрасного излучения кварцевые окна. Результаты визуализации тепловых полей сравнивались с результатами двумерного численного моделирования нестационарного газодинамического процесса дифракции ударной волны с числами Маха падающей волны M = 2,0-4,5. Рассмотрена природа регистрируемого теплового излучения, механизмы теплообмена.

УДАРНЫЕ ТРУБЫ, ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ, НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТЕПЛОВОЙ ПОТОК

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие высокоскоростных газодинамических потоков с обтекаемыми поверхностями всегда представлялось значительной проблемой как в фундаментальной науке, так и в практических приложениях. Возникающий теплообмен между газовым потоком и твердыми обтекаемыми стенками различной геометрии в турбулизирующихся пограничных слоях вносит значительные изменения в характер обтекания и состояние среды [1, 2]. Необходимость рассмотрения сложных теплогазодинамических процессов привело к большому вниманию к применению различных методов визуализации потоков. Развитие цифровых методов оптической визуализации быстропротекающих процессов в жидкостях и газах позволило расширить диапазон пространственно–временных параметров изучаемых явлений.

Классическими методами визуализации являются, теневые методы, шлирен – методы, а также интерферометрия, основанные на явлении отклонения света при его прохождении через неоднородности плотности прозрачной среды. Подобные методы широко применяются в задачах панорамной визуализации течений с разрывами.

В данной работе использован метод теневой визуализации, а также быстро развивающийся бесконтактный метод исследования распределения теплового излучения – инфракрасная термография. Ключевыми преимуществами данной методики является возможность проведения регистрации теплового излучения с поверхностей объектов и преобразовании его в карту температур [3]. Применение инфракрасной термографии при исследовании тепловых потоков в газодинамическом канале реализует преимущество панорамных неинвазивных методик над точечными исследованиями благодаря большему получаемому пространственному разрешению (x, y, t), а соответственно и большему пониманию тепловых и газодинамических процессов даже в том случае, когда существуют большие пространственные градиенты измеряемых величин [4]. Инфракрасная термография позволяет получать динамические двумерные тепловые поля (до 1 МПикс), обладает высокой чувствительностью к изменению температур (до 20 мК), а также высокой скоростью регистрации (с экспозицией до 20 мкс) [5].

В данной работе, на основе методики высокоскоростной инфракрасной термографии, производится экспериментальное исследование динамики тепловых полей при дифракции ударной волны с числами Маха $M = 2{,}0 - 4{,}5$ на прямоугольном препятствии, расположенном на нижней стенке канала и эволюции приповерхностного спутного потока за ним. Производится термографическая и теневая высокоскоростная покадровая визуализации сверхзвукового и трансзвукового потока в канале через прозрачные в видимом и инфракрасном диапазоне кварцевые боковые стенки рабочей камеры ударной трубы.

ОПИСАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Ударная труба

Эксперименты проводились на однодиафрагменном ударном стенде УТРО-3 – ударная труба с камерами высокого и низкого давлений, разделенными тонкой полимерной диафрагмой (рис. 1). Варьирование толщины разрываемой диафрагмы, а также подбор отношения давлений между камерами позволяло устанавливать числа Маха падающей ударной волны в диапазоне $M = 2{,}0 - 4{,}5$ при начальном давлении воздуха 5-30 торр. Измерение скорости падающей ударной волны производилось встроенными в камеру низкого давления пьезоэлектрическими датчиками давления, разнесенными на заданное удаление. Формирование плоского фронта ударной волны завершалось на расстоянии порядка метра от точки разрыва диафрагмы. Скорость спутного потока за фронтом ударной волны оценивалось в диапазоне 630-920 м/с. В рабочей камере реализовалось однородное сверхзвуковое спутное течение длительностью до 500 мкс, замыкающееся контактной поверхностью. Число Рейнольдса потока, оцененное по ширине канала ударной трубы, составляло $Re \sim 10^5$ [6].

В камеру низкого давления вмонтирована рабочая камера, особенностью которой является наличие прозрачных в инфракрасном диапазоне боковых кварцевых окон (полоса пропускания 200-2800 нм). Также в рабочей камере установлено прямоугольное препятствие размером 2 мм × 48 мм × 6 мм из диэлектрического материала поперек набегающему потоку.

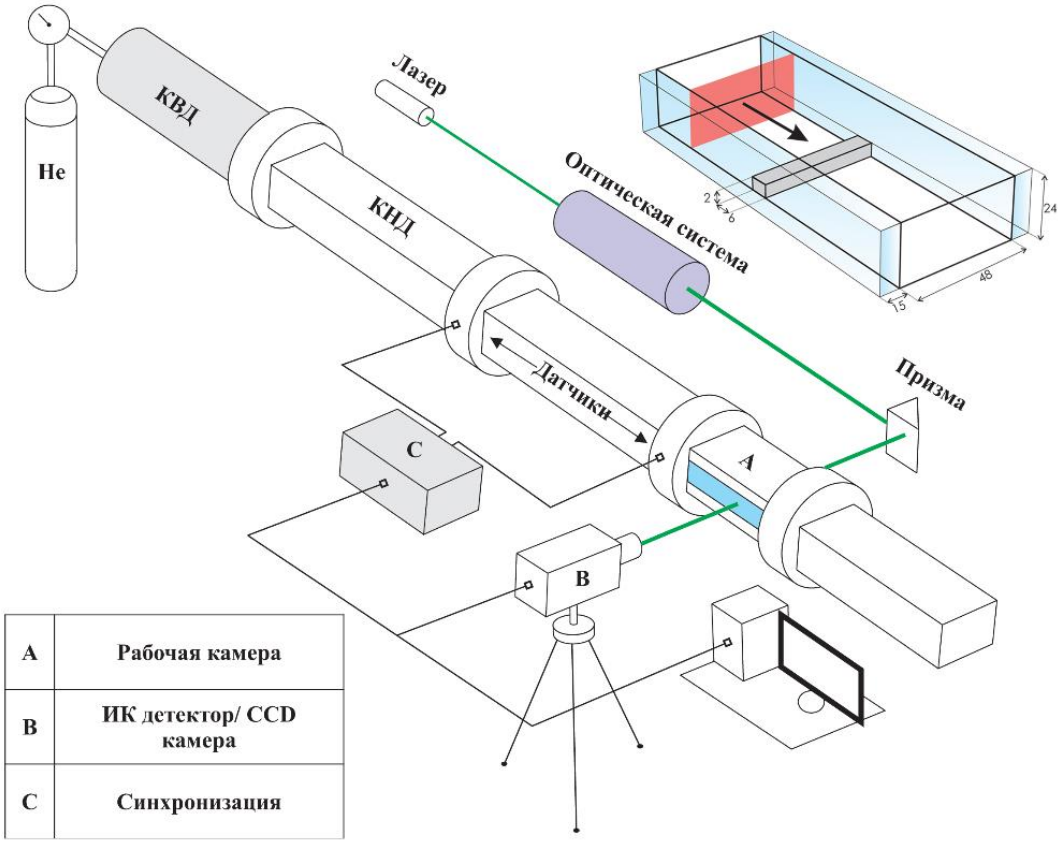
Длина камер высокого и низкого давления – 52 и 290 см соответственно; толщина медных стенок камеры низкого давления – 2 мм; внутреннее сечение канала ударной трубы и разрядной камеры – 48 × 24 мм; размеры кварцевых окон по обе стороны – 170 мм × 16 мм × 24 мм; расстояние между пьезоэлектрическими датчиками – 103 см.

Рабочим и толкающим газами являлись воздух и гелий соответственно. Подключение датчиков к осциллографу позволяло синхронизировать запуск регистрирующего

тепловизионного оборудования или теневой регистрации с различными стадиями газодинамического процесса реализованного в рабочей камере.

Теневая визуализация

Теневая съемка газодинамического потока ударно-волнового течения велась на основе лазерной теневой схемы в параллельных лучах высокоскоростной камерой Photron Fastcam SA5. Использовалась теневая схема со стационарным лазером в качестве источника (длина волны 532 нм). Оптический пучок теневого зондирования проходил перпендикулярно стеклам камеры в области ступенчатого препятствия. Оптимальная скорость съемки составляла 150000 кадров в секунду с экспозицией 1 мкс. Для улучшения качества теневых изображений применялась программа обработки исходных изображений с вычитанием фонового кадра.



A	Рабочая камера
B	ИК детектор/ CCD камера
C	Синхронизация

Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки

Тепловизионная регистрация

В качестве приемника инфракрасного излучения использовался высокоскоростной охлаждаемый фотонный детектор высокого разрешения: Telops Fast M200 (рабочий диапазон 1,5 – 5,1 мкм). Снижение пространственного разрешения камеры в несколько раз позволяло проводить регистрацию тепловых потоков на частоте до 2000 кадров/с; время интеграции составляло от 500 мкс до 1 мс. Тепловизор был установлен на расстоянии 25-30 см от области регистрации, при этом оптическая ось детектора была направлена перпендикулярно главной оси ударной трубы; в ряде экспериментов тепловизор устанавливался под некоторым углом к оси трубы для регистрации с интересующих областей канала. Измерение тепловых потоков проводилось с поверхностей наветренной области установленного препятствия, со стенок рабочей камеры, нагретых проходящим сверхзвуковым, а также трансзвуковым потоком.

Программное обеспечение диагностической аппаратуры настроено на конфигурацию отсутствия между объектом съемки и детектором какой-либо среды кроме атмосферы. В

обратном случае, цепочку уравнений определения полного потока излучения детектирующим устройством необходимо дополнить членами потока промежуточной среды. Таким образом, наличие пропускающего кварцевого стекла на оптической оси съемки камеры не позволяет делать в данной задаче количественных оценок тепловых полей с заданной точностью.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Дифракция плоской ударной волны на уступе

Взаимодействие плоской ударной волны с препятствием сопровождается нестационарным процессом дифракции и отражения (рис. 2). Рассматривается отражение фронта падающей волны от наветренной поверхности и обтекание прямоугольного препятствия спутным потоком за падающей ударной волной. Дифракция проходящей ударной волны происходит за 20-30 микросекунд, затем отраженная ударная волна медленно отходит от препятствия навстречу потоку за времена 300-200 микросекунд в зависимости от числа Маха падающей волны.

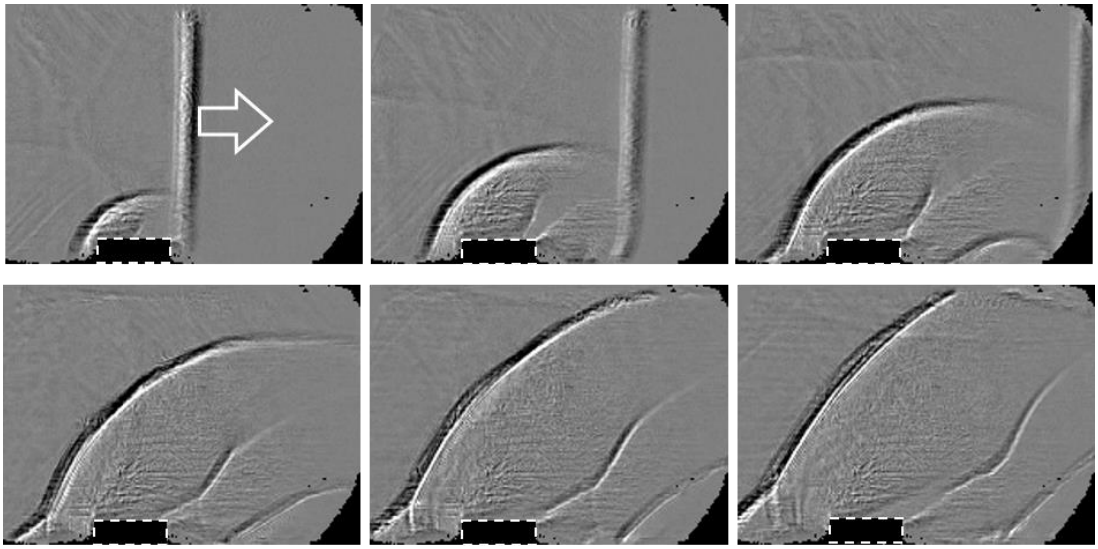


Рис. 2. Покадровая визуализация дифракции ударной волны с числом Маха $M = 3{,}1$, полученная теневым оптическим методом, F=150000 кадр/с

Численное моделирование

Численное моделирование рассматриваемого течения было реализовано в рамках двумерных уравнений Навье-Стокса. Основной задачей моделирования было изучение движения и эволюции разрывов основного течения. Более тонкие эффекты, такие как взаимодействие ударных волн с пограничными слоями на стенках канала и препятствиями, не рассматривались. Алгоритм [7] основан на обобщенной схеме С.К. Годунова с кусочно-линейной TVD реконструкцией газодинамических функций в ячейках. Невязкие потоки на краях ячеек определялись на основе точных решений задачи Римана на краях в проекции на нормаль. Производные скорости и температуры, необходимые для вязких потоков, определялись по формулам Грина-Гаусса. Сетка в области $0{,}052 < x < 0{,}34$; $0 < y < 0{,}024$ содержала 3940×240 ячеек.

Сравнительный анализ результатов численного расчета полей газодинамических параметров и экспериментальных кадров высокоскоростной съёмки (теневая и инфракрасная) показал визуальное совпадение основных структурных особенностей исследуемого течения.

На рисунке 3 приведены два изображения дифракции ударной волны на препятствии. Высокоскоростное обтекание препятствия в канале характеризуется сложным полем плотности вокруг препятствия (рис. 3б). Область вблизи наветренной стенки препятствия характеризуется высокими значениями плотности и температуры в зоне торможения потока.

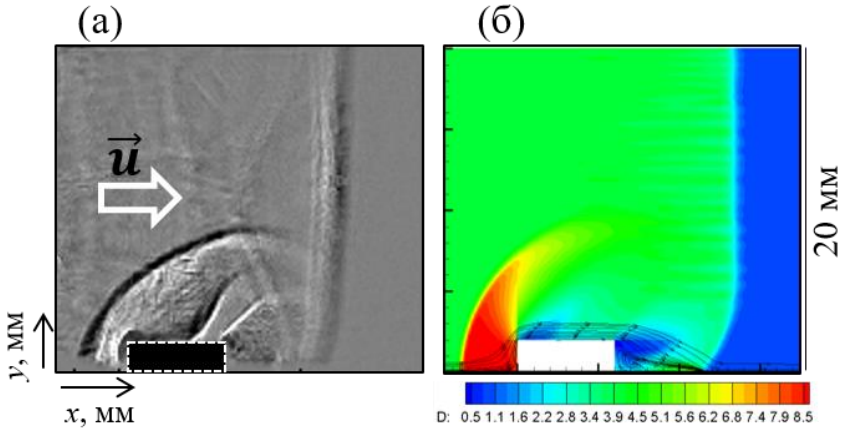


Рис. 3. Дифракция ударной волны на препятствии, теневой метод (а), и численный расчет полей плотности с линиями тока при скорости набегающего потока $u = 800 \pm 20$ м/с (б)

Реализуемое квазидвумерное обтекание прямоугольного препятствия характеризуется набором газодинамических структур, изменяющихся с течением времени: головной ударной волны, косого скачка уплотнения, зоны рециркуляции в подветренной области за препятствием с веером волн разрежения (веер Прандтля-Мейера), а также формированием скачка присоединения и пр. [8]. Перед отраженной ударной волной образуется лямбда – конфигурация при движении по пограничному слою, развившемуся за падающей ударной волной (рис. 2) [9].

После 500-800 мкс от момента прохода ударной волны, скорость течения в канале снижается под действием волны разрежения – конфигурация течения около препятствия изменяется. Трансзвуковой режим обтекания, главным образом, сопровождается наличием области низкой плотности на кромке переднего прямоугольного уступа и косым скачком уплотнения за ней, связанным с присоединением потока. В данном режиме на теневых снимках наблюдается косой скачок, сдвинутый к задней кромке препятствия и турбулентный след, образованный отрывным течением за препятствием. Вихревая зона отрыва потока за преградой является зоной пониженной плотности газа.

С течением времени скорость потока за прошедшей ударной волной снижается, течение турбулизируется. Результаты численного расчета в трансзвуковом режиме обтекания демонстрируют наличие области разреженной плотности (рис. 3б), а также пониженной температуры (рис. 4), где происходит искривление линий тока с образованием косого скачка уплотнения, связанным с присоединением потока.

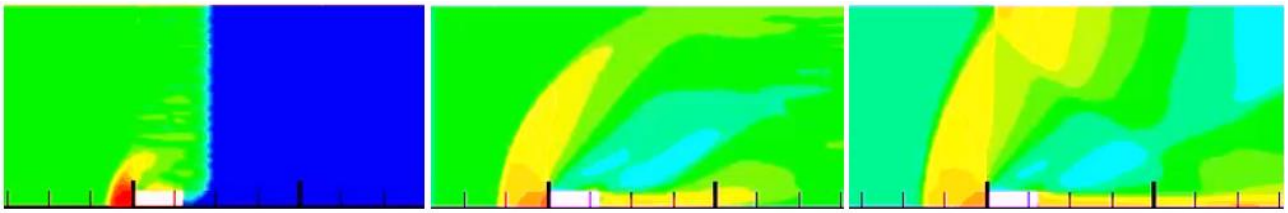


Рис. 4. Численное моделирование поля температуры потока: покадровое мгновенное распределение в потоке $u = 790 \pm 20$ м/с за ударной волной с $M = 3{,}2$

Термография

В пограничном слое за плоской ударной волной происходит резкое уменьшение скорости от максимального её значения до нуля на поверхности стенок ударной трубы [10]. Градиент скоростей тормозящего газа поперёк пограничного слоя приводит к возникновению значительных сил трения, работа которых переходит в теплоту. Большие диапазоны изменения теплофизических параметров газа в пограничном слое приводят к нагреву обтекаемых поверхностей: верхней и нижней стенок, стенок препятствия, боковых стенок (стекол). Изменение температуры газа на фронте ударной волны и в сверхзвуковом потоке за ней приводит к соответствующему изменению во времени тепловых потоков на обтекаемых поверхностях. Так, в области у наветренной кромки препятствия последовательные изменения конфигураций течения потока и взаимодействие в пограничных слоях реализуют набор тепловых полей на стенках канала, отвечающих взаимодействию нестационарного течения с препятствием и эволюции приповерхностного спутного потока на них (рис. 5).

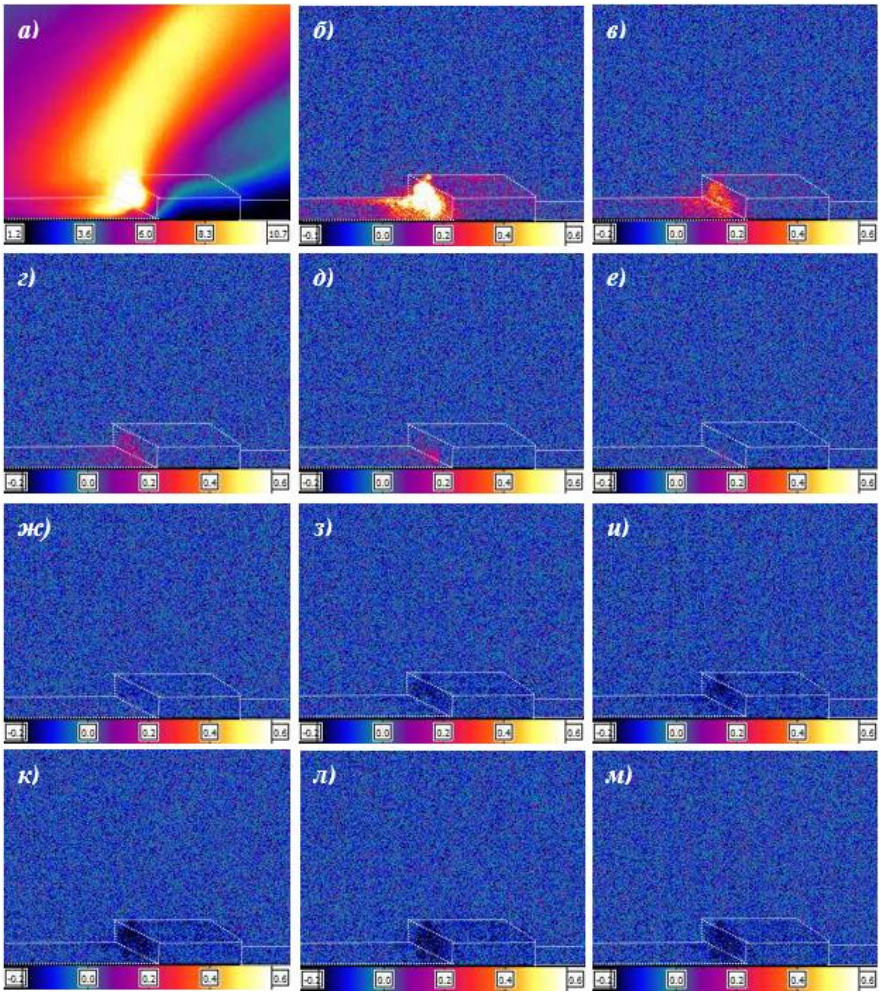


Рис. 5. Эволюция распределения тепловых полей для числа Маха М=4,0 от времени после прихода УВ в область препятствия [наветренная сторона; $\tau_{эксп} = 1000$ мкс]: а) τ = 0 мс; б) τ = 2 мс; в) τ = 4 мс; г) τ = 6 мс; д) τ=12 мс; е) τ = 14 мс; ж) τ=16 мс; з) τ = 18 мс; и) τ=22 мс; к) τ=26 мс; л) τ=28 мс; м) τ=32 мс

Термодинамический баланс на стенке складывается из соотношения процессов, участвующих в теплообмене: нестационарной теплопроводности вглубь обтекаемых поверхностей, конвективной теплопередачи между пограничным слоем и стенкой, а также сложной конфигурации лучистого теплообмена между потоком и обтекаемой поверхностью. Нарастающая турбулизация пограничного слоя усиливает теплообмен между газовым потоком и стенкой канала. Сформированный в пограничном слое на внутренней стенке канала

тепловой поток проникает в достаточно тонкий слой кварцевой стенки окна рабочей секции ударной трубы, оставляя за собой тепловой след, который визуализируется тепловизором.

Наиболее интенсивные области инфракрасного излучения, зарегистрированного от поверхностей канала после дифракции плоской ударной волны на препятствии, коррелируют с соответствующими областями в численном расчете поля температуры (рис. 4) [11]. Приведенная цветовая палитра термографических изображений автоматически конструировалась из полученных в эксперименте данных программой обработчиком Reveal-IR. Условные единицы цветовой шкалы отражают безразмерную интенсивность теплового излучения на термограммах с учетом вычтенного фона.

Интегральная карта тепловых потоков за время экспозиции первого кадра отражает максимальный пространственный градиент температурных полей. За это время ($\tau = 2$ мс) (рис. 5а) в области перед наветренной стенкой препятствия ударная волна, отходит вверх по течению со скоростью, зависящей от скорости набегающего (спутного) потока. Тепловизором регистрируются нагретые (за время интеграции) области кварцевой стенки в приповерхностном пограничном слое.

Замыкание однородного сверхзвукового спутного течения контактной поверхностью выражается резким спадом уровня излучения в зоне опроса (рис. 5б-е). Режим течения за несколько последующих миллисекунд характеризуется излучением лишь малой области наветренной кромки препятствия, нагретой отраженным отходящим скачком, а также узкой полосы нижней стенки канала. Волна разрежения существенно снижает температуру потока. После $\tau \approx 14$ мс регистрируется полное снижение интенсивности теплового излучения от ранее нагретого участка поверхности препятствия до уровня фона и ниже (рис. 5ж). В дальнейшем наветренная сторона препятствия охлаждается вплоть до времени $\tau \approx$ 20-25 мс (рис. 5з-к), с последующим медленным восстановлением к начальному тепловому состоянию на временах $\tau \approx 40$ мс.

На рис. 6 представлены термографические изображения большего масштаба распределения двумерных тепловых полей, снятые под углом $\alpha \approx 25°$ относительно нормали канала, с меньшим временем экспозиции камеры (течение слева направо). С изменением числа Маха падающей волны распределение тепловых полей претерпевает существенные изменения. Наибольшая интенсивность излучения наблюдается в зонах полного торможения потока, с большей работой сил трения в пограничном слое.

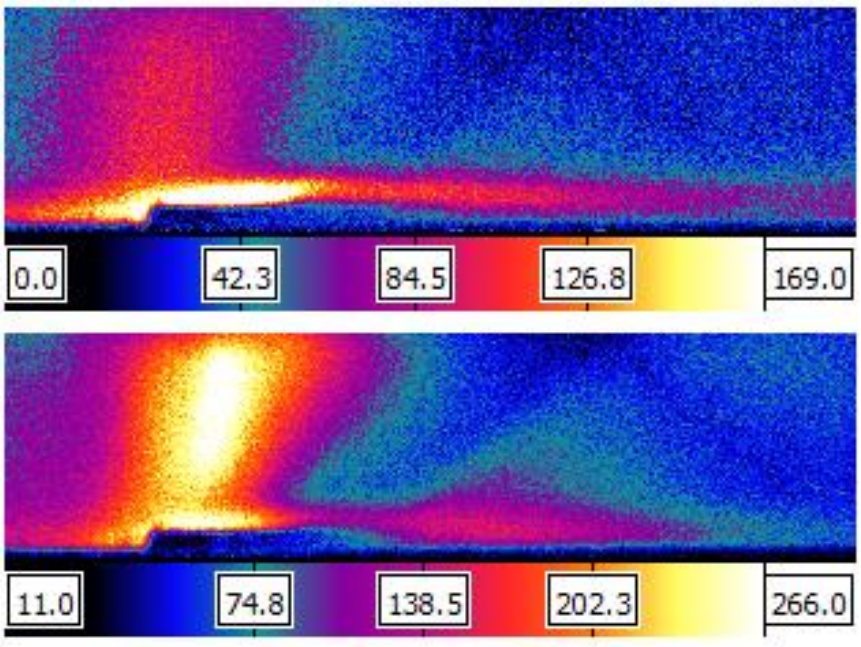


Рис. 6. Термографические изображения распределения тепловых полей после в области за обратным уступом препятствия для различных чисел Маха [$\tau_{эксп} = 500$ мкс]: а) $M = 2{,}6$; б) $M = 3{,}0$

Действие повышенных значений температуры за отходящей ударной волной на стенки канала над препятствием в течение длительного времени приводит к образованию и интегральной регистрации нагретой области излучения во всю высоту канала. За препятствием формируются зоны с пониженной температурой и плотностью (темно-синий цвет на рис. 6) в области рециркуляции, а также веере волн разрежения, визуализируемые на подветренной стороне вставки.

Повышение числа Маха (рис. 6б) приводит к увеличению приведенных значений регистрируемого теплового излучения, практически, на всей панорамной тепловой карте. Локальные максимумы излучения нагретой стенки канала становятся сопоставимыми с излучением у наветренной стороны препятствия, где прежде регистрировалось пиковое значение излучения.

Для выделения при визуализации тепловых потоков нагретого течением дальнего окна камеры (отдельно от ближнего) были проведены эксперименты по регистрации течения под большим углом наблюдения относительно нормали канала ($\alpha \approx 40° - 45°$ в горизонтальной плоскости). На рис. 7 визуализируются два сходных изображения тепловых потоков, разнесенных по горизонтали, в соответствии с двумя внутренними поверхностями нагретых окон.

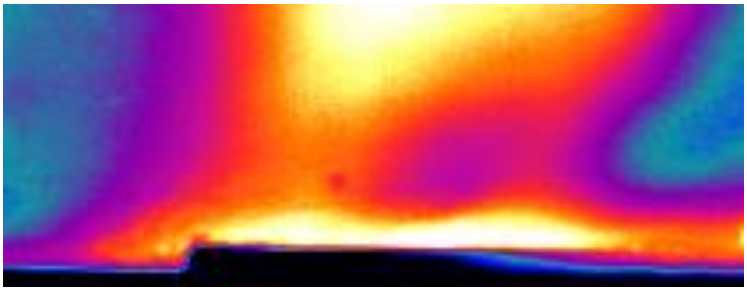


Рис. 7. Термографическое изображение распределения тепловых полей после в области за обратным уступом препятствия для числа Маха падающей волны $M = 3{,}7$ [$\tau_{эксп} = 500$ мкс]

Соответственно, показано – термографическая инфракрасная съемка тепловых полей внутренних поверхностей прозрачных кварцевых стекол позволяет визуализировать элементы газодинамических структур нестационарного течения, в частности, при дифракции и отражении плоской ударной волны в канале на прямоугольном препятствии (рис. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование теплового излучения от нагретых высокоскоростным потоком поверхностей канала ударной трубы при дифракции ударно-волнового течения на прямоугольном препятствии и эволюции приповерхностного спутного потока на нем. Процессы нагрева обтекаемых сверхзвуковым потоком стенок рабочей камеры визуализируются при помощи высокоскоростного инфракрасного детектора Telops FAST M200 (рабочий диапазон $1{,}5 - 5{,}1$ мкм) сквозь прозрачные для инфракрасного излучения кварцевые окна. Результаты визуализации тепловых полей сравнены с результатами высокоскоростной теневой съемки, а также двумерного численного моделирования нестационарного газодинамического процесса дифракции ударной волны с числами Маха падающей волны $M = 2{,}0 - 4{,}5$. Дано объяснение механизма визуализации тепловых полей при обтекании поверхностей нестационарным газодинамическим потоком.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-19-0096.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Куталадзе С.С., Леонтьев А.И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоиздат, 1985.
2. **Frazier C., Lamnaouer M., Divo E., Kassab A., Petersen E.** Effect of wall heat transfer on shock-tube test temperature at long times // Shock Waves. 2011. V. 21. № 1. P. 1-17.
3. **Вавилов В.П.** Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: Наука, 2013.
4. **Знаменская И.А., Муратов М.И., Коротеева Е.Ю., Штеменко Л.С., Докунина О.И., Сысоев Н.Н.** Регистрация нестационарной динамики тепловых потоков в ударных трубах на основе высокоскоростной термографии // ВМУ. 2022. № 6. С. 82-88.
5. **Carlomagno G.M. Cardone G.** Infrared thermography for convective heat transfer measurements // Exp. Fluids. 2010. V. 49. № 6. P. 1187-1218.
6. **Наумов Д.С., Сысоев Н.Н.** Локализация импульсного объемного разряда в вихревую зону за клином, обтекаемым сверхзвуковым потоком // ВМУ. 2019. № 5. С. 80-85.
7. **Lutsky A.E., Kudryashow I.Y., Khankhasaeva Y.V.** Numerical simulation of the influence of energy deposition on the base flow // Mathematical Models and Computer Simulations. 2016. V. 8. P. 207-218.
8. **Znamenskaya I.A., Dolbnya D.I., Ivanov I.E., Kuli-zade T.A., Sysoev N.N.** Pulse volume discharge behind shock wave in channel flow with obstacle // Acta Astronautica. 2022. V. 195. P. 493-501.
9. **Kleine H., Lyakhov V.N., Gvozdeva L.G., Grönig H.** Bifurcation of a reflected shock wave in a shock tube. Berlin Heidelberg: Springer, 1992.
10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
11. **Znamenskaya I.A., Karnozova E.A., Kuli-zade T.A.** The discharge heated channel region visualization based on thermal imaging registration // Scientific Visualization. 2022. № 14.

Znamenskaya I.A.[1], Muratov M.I.[1], Karnozova E.A.[1], Lutsky A.E.[2]

[1] Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia,
119991, Moscow, 1 Leninskie Gory, E-mail: znamen@phys.msu.ru
[2] Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russia,
125047, Moscow, Miusskaya pl., 4, E-mail: allutsky@yandex.ru

THERMOGRAPHIC VISUALISATION IN HIGH SPEED GAS FLOWS

ABSTRACT

This paper presents the results of thermographic studies of non-stationary heat fluxes evolution in the channel of a shock tube (24x48 mm). A spatial thermal visualization of heat fluxes fields during the diffraction of a shock-wave on a rectangular obstacle (6x2x48 mm) is demonstrated. The duration of the recorded thermal movies is up to 40 milliseconds. The walls heating processes, streamlined by a supersonic flow, are visualized using a high-speed infrared detector Telops FAST M200 (operating range 1,5-5,1 μm) through a quartz windows transparent in infrared spectrum. The results of visualization of thermal fields were compared with the results of two-dimensional numerical simulation of the non-stationary gas-dynamics of shock wave diffraction with the incident wave Mach numbers M=2,0-4,5. The nature of the detected thermal radiation and the mechanisms of heat transfer are considered.

SHOCK WAVES, INFRARED THERMOGRAPHY, UNSTEADY HEAT FLUXES

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 533.9, 533.5, 535.015

Знаменская И.А., Долбня Д.И., Копылов А.Я., Кули-заде Т.А.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1с2, E-mail: znamen@phys.msu.ru.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛОСЧАТЫХ СТРУКТУР В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ГАЗА ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

АННОТАЦИЯ

Для визуализации и исследования эволюции пограничного слоя на гладкой поверхности канала ударной трубы была проведена высокоскоростная теневая съемка течения газа за плоской ударной волной в канале прямоугольного сечения (48 мм х 24 мм) с высоким временным разрешением. Визуализированы все стадии эволюции пограничного слоя на стекле, в частности, в частности, впервые получены изображения полосчатых структур в сверхзвуковом пограничном слое газа. Измерены пульсационные, спектральные характеристики пограничного слоя в различных точках поля течения. Представлены также результаты визуализации полосчатых структур на в пограничном слое на стекле методом импульсного объемного разряда в разрядной камере ударной трубы. Получены анимации течения в течении 3-5 мс после прохода ударной волн с числами Маха M = 2,8-3,5.

ПОЛОСЧАТЫЕ СТРУКТУРЫ, ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ, СВЕРХЗВКУКОВОЕ ТЕЧЕНИЕ, ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ, ТЕНЕВАЯ СЪЕМКА, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ РАЗРЯДОМ

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач современной аэродинамики является предсказание и управление ламинарно-турбулентным переходом в пограничных слоях на различных обтекаемых поверхностях [1]. Переход от ламинарного режима течения в пограничном слое к турбулентному сопровождается увеличением интенсивности теплоотдачи. При использовании метода “лазерного ножа” визуализируются структуры в пограничном слое значительной толщины. В аэродинамической трубе был применен метод визуализации поверхностного течения, основанный на использовании эффекта люминесценции вещества после ультрафиолетового облучения [2]. При турбулизации пограничного слоя в жидкостях и газах процесс перехода в поверхностных течениях может осуществляться через механизм возбуждения волн Толлмина-Шлихтинга либо через формирование и последующий распад так называемых «полосчатых структур». В пограничных слоях жидкости они визуализируются трассированием - используются светоотражающие чешуйки пластинок слюды [3]. В дымовых визуализациях низкоскоростных газовых потоков на стадии, предшествующей возникновению турбулентных пятен, наблюдаются квазистационарные полоски дыма, вытянутые вдоль потока [4-5].

В ряде работ для визуализации перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному в стационарных режимах обтекания с успехом используется инфракрасная термография [6]. В ударной трубе, однако этот переход происходит за промежуток времени менее времени интеграции современных тепловизионных камер.

В данной работе визуализированы структуры, возникающие при переходе от ламинарного пограничного слоя к турбулентному в высокоскоростном потоке за плоской ударной волной на основе высокоскоростной теневой съемки и исследован процесс такого перехода перехода на стеклянной поверхности.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТНОВКИ

Ударная труба УТРО-3 (рис. 1) использовалась для получения ударной волны и сверхзвукового потока за ней. Экспериментальная установка представляла собой однодиафрагменную ударную трубу, состоящую из камеры высокого давления КВД и камеры низкого давления КНД (рис. 1). Камера высокого давления гелием, который нагнетался до критического давления. Давление варьировалось от 5 атм до 9 атм. Камера низкого давления длиной 313 см имела прямоугольное сечение 2,4 × 4,8. Из КНД откачивается воздух до значения 20 ± 2 торр. До разрыва диафрагмы газ с обеих её сторон покоится. При достижении значительного перепада давления на диафрагме, происходит ее разрыв. На расстоянии только около 1 метра сжатый истекающий газ из КВД формируется в плоскую ударную волну УВ. Контактная поверхность КП следует за ударной волной по каналу [7]. Пьезодатчики установленные на ударной трубе (рис. 1) и подключенные к осциллографу давали возможность измерить скорость УВ. Две боковые стенки рабочей секции выполнены из кварцевого стекла (толщина 15 мм).

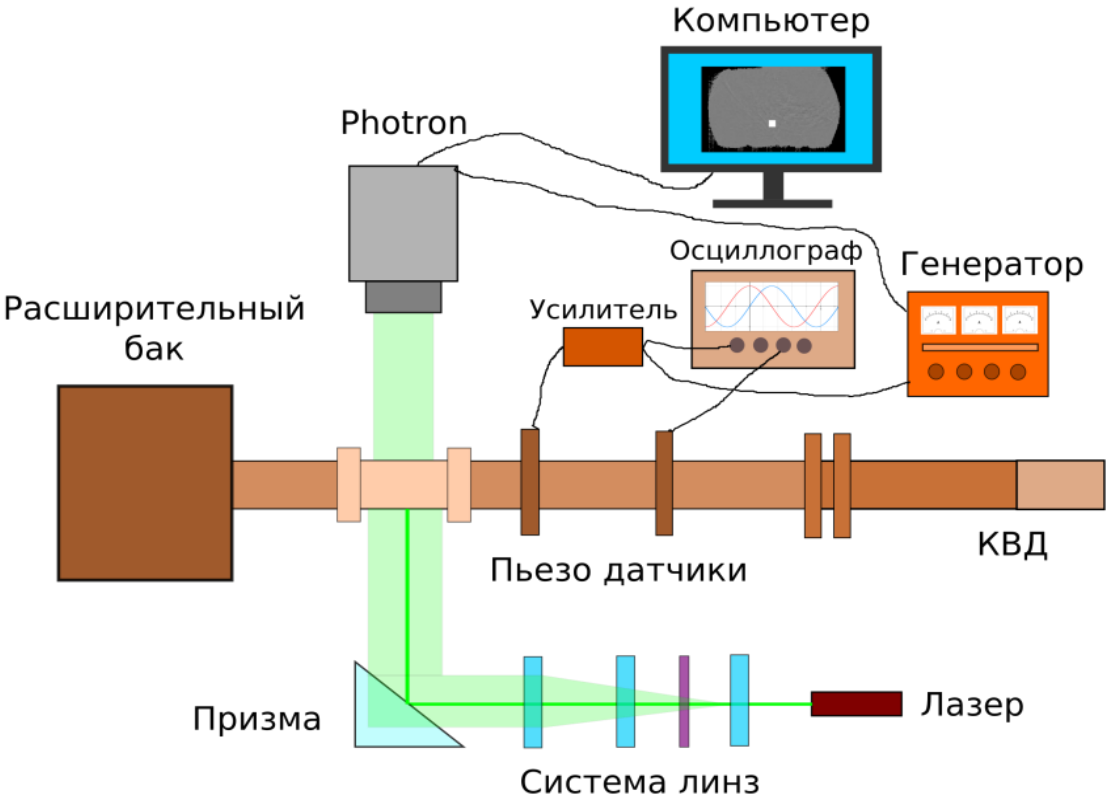


Рис. 1. Однодиафрагменная ударная труба со встроенной разрядной секцией

Оптическая система теневой съемки состояла из лазера с длиной волны 532 нм, системы линз, фильтров и поворотной призмы (см. рис. 1). Параллельный пучок света с помощью призмы направлялся перпендикулярно плоскости кварцевых окон, проходил через объект исследования в рабочей камере. После рабочей камеры пучок попадал на матрицу

высокоскоростной камеры Photron Fastcam SA5, регистрирующей изображения в видимом диапазоне спектра со скоростью 100000-525000 кадров в секунду при экспозиции 1 мкс. Разрешение получаемого изображение составляло, в частности, 320×192 при минимальной скорости съемки и 128×64 при максимальной.

Предложен и апробирован метод визуализации и анализа пограничного слоя за плоской ударной волной на основе высокоскоростной теневой регистрации.

На рис. 2 приведены полученные изображения четырех стадий течения. Первое – непосредственно за фронтом ударной волны, - ламинарный пограничный слой на внутренней поверхности окна. Второе – визуализация полосчатых структур в переходной фазе (около 40 мкс после прохода ударной волны). Третий кадр – около 200 мкс – вдоль окна движется турбулентный пограничный слой. Четвертый кадр – около 1000 мкс после ударной волны: после прихода контактной области весь канал заполнен неоднородной смесью гелия и воздуха.

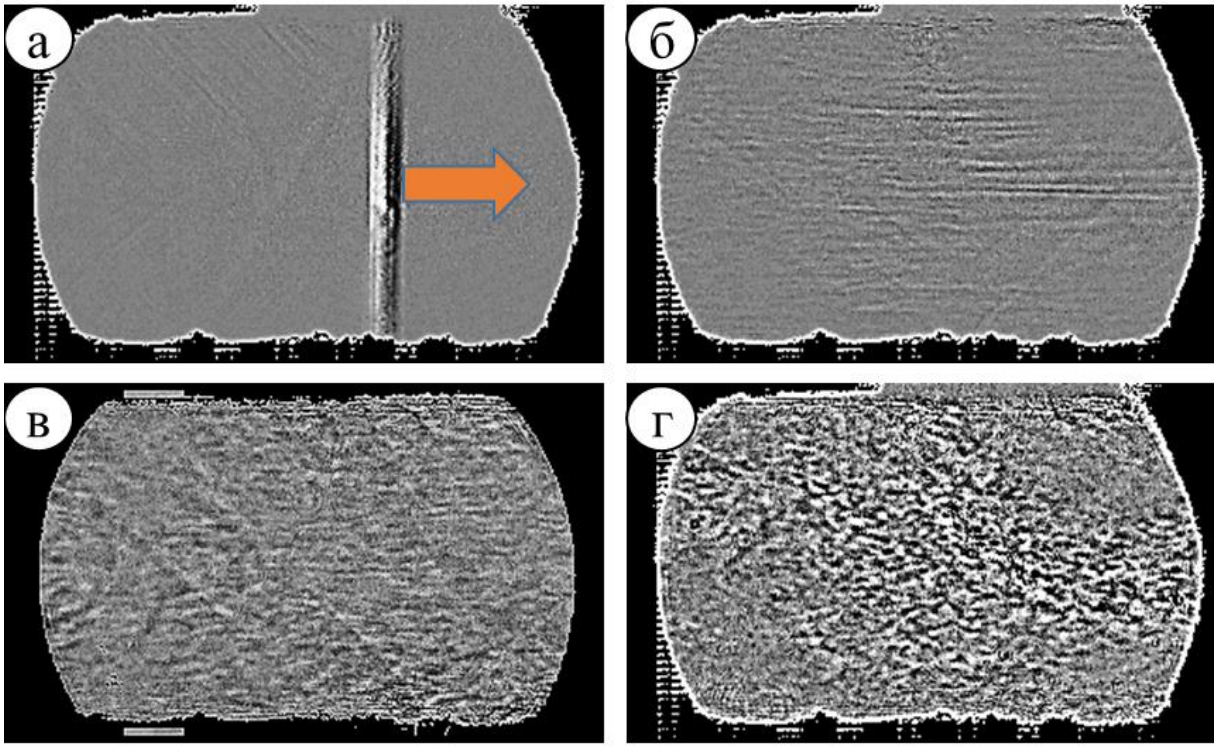


Рис. 2. Этапы развития турбулентности за ударной волной с числом Маха 3.3 (а) в потоке (б-г)

Показано, что переход от фазы ламинарного пограничного слоя к полосчатым структурам происходит через 30-40 мкс после прохода УВ. Фаза возникновения и дробления полосчатых структур длится около 50-60 мкс, пограничный слой на стекле постепенно турбулизируется. К моменту времени 600-700 мкс в зону регистрации входит область контактного перехода (смесь гелия с воздухом). При этом весь объем канала (область зондирования) заполнен турбулентным потоком.

Увеличенное изображение участка пограничного слоя с полосчатыми продольными структурами приведено на рис. 3а. Была проведена цифровая обработка теневых изображений с целью выявить масштабы визуализируемых структур, получить спектры пульсаций [8]. На рис. 3б приведено распределение интенсивности освещенности вдоль выделенного белой линией на рис. 3а направления. Измеренная средняя толщина полосчатых структур составила ($0{,}6 \pm 0{,}1$ мм.), длина может достигать 15 мм. Оптическая толщина градиента плотности в области вытянутых микровихрей (полосчатых структур) таким образом, менее одного миллиметра, – оптически тонкий слой. Нарастание пограничного слоя и переход к турбулентному слою увеличивает этот размер в 2 – 3 раза.

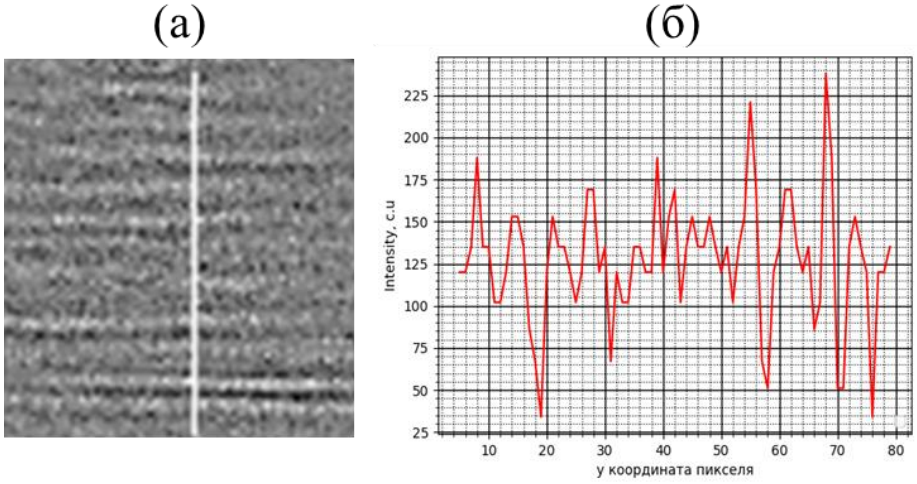


Рис. 3. Полосчатые структуры

Получены кривые амплитуды колебаний интенсивности во времени в различных точках поля течения для всего времени течения в ударной трубе – до 25-30 мс. Получены спектры пульсаций для времен 1000 мкс, 2500 мкс. Обработка изображений, построение и анализ энергетических спектров пульсаций осуществляется с помощью языка программирования Python и библиотек OpenCV и SciPy.

Получены амплитуды и спектры колебаний интенсивности освещенности за падающей ударной волной M – 3,3 в выделеной белым квадратом области для точек 1 и 5 (рис. 4). Скорость съемки составляла 420000 к/с.

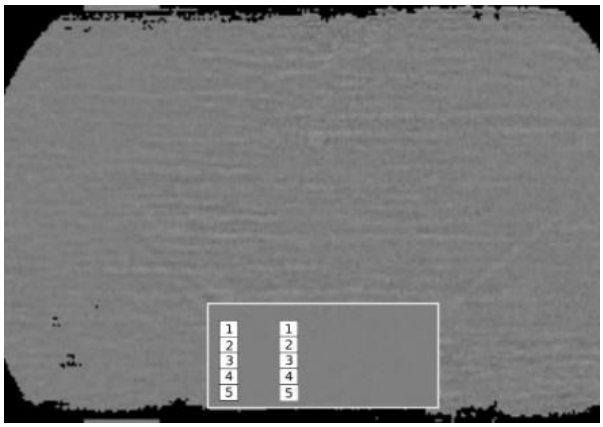


Рис. 4. Область опроса для анализа пульсаций вблизи стенки

На рис. 5 приведены результаты исследования количественных параметров пульсаций в зоне 1,0 см × 0,5 см. При переходе от ламинарного пограничного слоя на стекле к турбулентному средняя интенсивность проходящего излучения постепенно снижается и сохраняется в течение 500-600 мкс. К моменту прихода в точку регистрации области контактного перехода весь объем канала (область зондирования) заполнен неоднородным потоком разреженного легкого газа (гелий с примесью воздуха), средний уровень интенсивности освещенности увеличен.

Спектры пульсаций (рис. 6) измерялись в различных диапазонах частот регистрации: 10^3-$6{\cdot}10^4$ Гц и времен после прохода ударной волны 0-900 мкс; взяты по паре точек на одинаковом расстоянии от нижней стенки. Для сравнения нанесена синим цветом линия -5/3, в нижней точке она близка к линии наклона измеренного спектра.

При визуализации полосчатых структур в пограничном слое импульсным разрядом [9] в различные моменты времени газодинамического после прохода фронта ударной волны с числами Маха M = 2,9-3,4 в разрядной камере инициировался импульсный объемный разряд при давлениях выше пробойных [10].

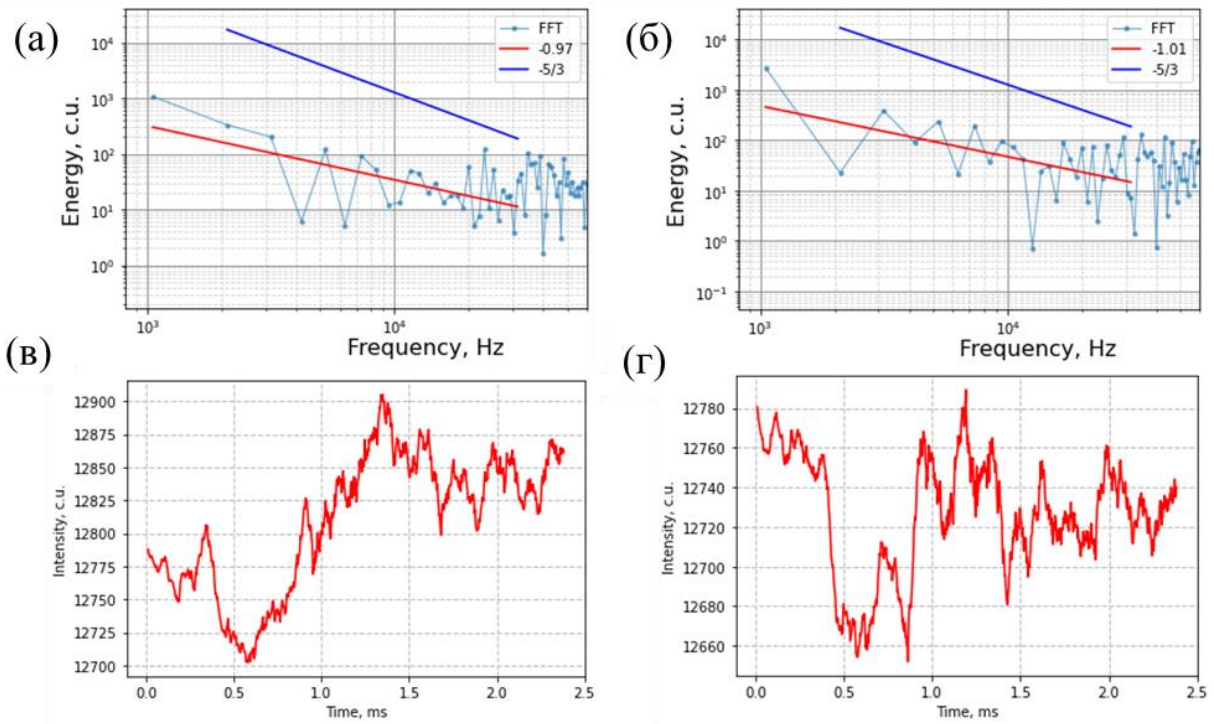


Рис. 5. Спектры пульсаций в точке 1, время после прохождения ударной волны 0-900 мкс – (а), (б). Пульсации в точке 1, время после прохождения ударной волны 0-2500 мкс – (в), (г)

Интегральная регистрация свечения разряда производилась на цифровой фотоаппарат. Каждому интегральному снимку (см. рис. 7а) соответствует 1 эксперимент. Время ионизации пробойном режиме короче характерных масштабов времени наблюдаемых быстропротекающих процессов в потоке. За такое короткое время ионизации потока, структура газодинамического потока практически не изменяется. Интегральное фотоизображение излучения плазмы можно считать мгновенным.

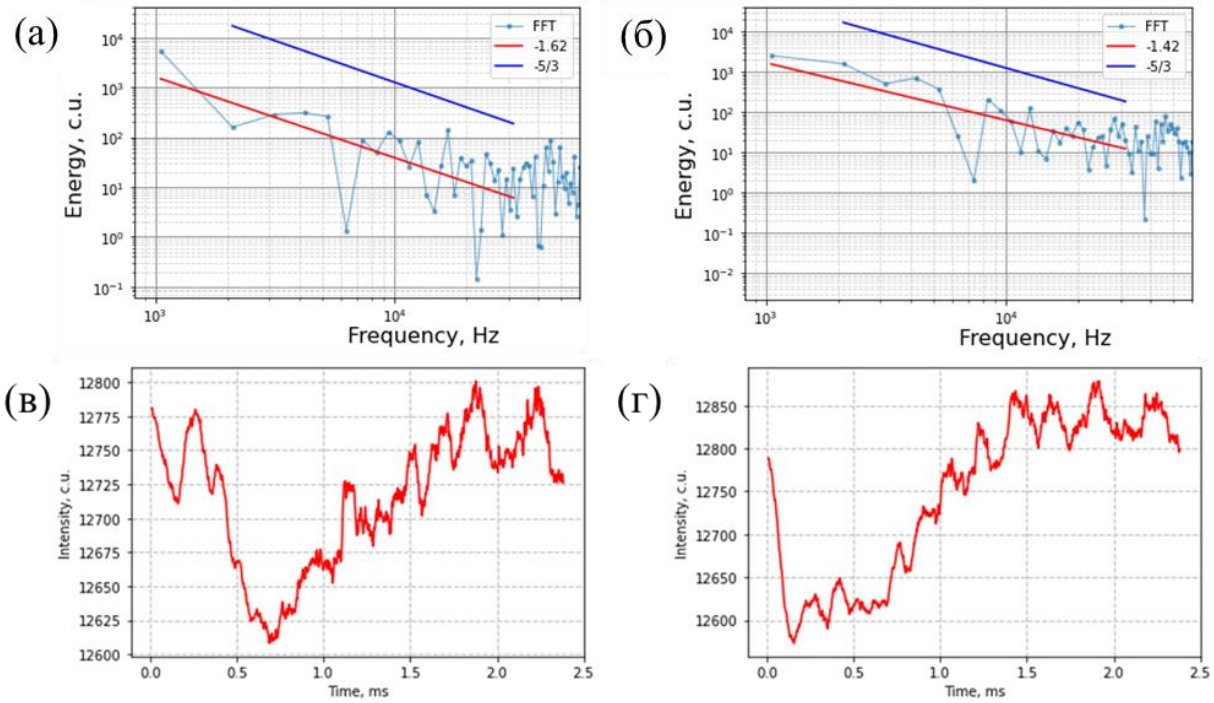


Рис. 6. Спектры пульсаций в точке 5, время после прохождения ударной волны 0-900 мкс – (а), (б). Пульсации в точке 5, время после прохождения ударной волны 0-2500 мкс – (в), (г)

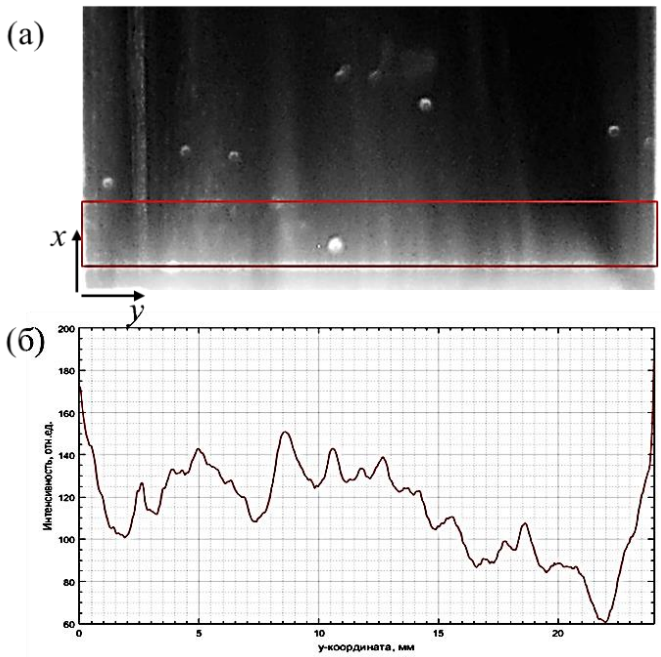


Рис. 7. Ионизация газа в режиме пробоя по поверхности окна

Газодинамические неоднородности, в том числе и в пограничном слое, вызывают перераспределение плазмы из-за зависимости плотности числа электронов от плотности газа. Свечение разряда, локализованного в область турбулентного пограничного слоя, развивающегося на поверхности стекла, имеет вид регулярных, вытянутых по потоку структур, отражающих конфигурации волн Толлмина–Шлихтинга и полосчатых структур в пограничном слое ([3], [11]). При пробойном режиме разряда в ламинарном пограничном слое объемный разряд локализуется в виде правильного вертикального однородного канала, развивающегося вдоль поверхности стекла. После ламинарно-турбулентного перехода в потоке за ударной волной на стекле в зоне неоднородного приповерхностного течения пробой вдоль стекла происходит в виде вертикального плазменного образования с ровным краем с наветренной стороны и неоднородностями с подветренной стороны - визуализируются полосчатые структуры, характерные для начальной стадии турбулизации [12]. Поскольку они представляют собой микровихри – неоднородности плотности – вызванные микронеоднородностями поверхности, их визуализируют области плазмы, сносимые сверхзвуковым потоком вдоль полосчатых структур на стекле. Время сноса – до 2 мкс, расстояние – до 1 см. Была также проведена цифровая обработка изображений с целью выявить масштабы продольных структур, визуализируемых разрядом. На рис. 7б приведено распределение интенсивности освещенности вдоль выделенного красной линией на рис. 7а направления. Измеренная средняя толщина структур при разрядной визуализации также не превышала 1 мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе высокоскоростной теневой съемки визуализированы и исследованы полосчатые продольные структуры, при переходе от ламинарного пограничного слоя к турбулентному в потоке за плоской ударной волной. Визуализации проведена в канале прямоугольного сечения (48 мм х 24 мм) на гладкой поверхности окон ударной трубы с высоким временным разрешением. Получены анимации течения в течении 3-5 мс после прохода ударной волн с числами Маха M = 2,8-3,5. Впервые получены последовательные изображения полосчатых структур в сверхзвуковом пограничном слое газа. Показано, что в условиях эксперимента время перехода к турбулентному пограничному слою на стекле и сопутствующей интенсификацией теплообмена составляет около 100 микросекунд в спутном

потоке за плоской ударной волной. Измерены пульсационные, спектральные характеристики пограничного слоя в различных точках поля течения. Показано что поперечный размер полосчатых структур не превышает 1 мм, длина может достигать 15 мм. Представлены также результаты визуализации полосчатых структур методом импульсного объемного разряда.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-19-00096.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Li X., Liu W., Zhang T.** Analysis of the effect of vortex generator spacing on boundary layer flow separation control // Appl. Sci. 2019. vol. 9, no. 24, p. 5495.
2. **Боровой В., Мошаров В., Ноев А., Радченко В.** Ламинарно-турбулентное течение вблизи клина, установленного на острой и затупленных пластинах // Изв. РАН. МЖГ. 2009. т. 3, С. 58-74.
3. **Tsukahara T.** An experimental study on turbulent-stripe structure in transitional channel flow // Preprint at arXiv. 2014.
4. **Бойко А., Горев В., Козлов В.** Переход к турбулентности в пограничных слоях: успехи и перспективы // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2006. т. 1, № 2, С. 21-28.
5. **Бойко А., Грек Г., Довгаль А., Козлов В.** Физические механизмы перехода в открытых течениях, М.; Ижевск.: РХД, 2006, 301 с.
6. **Srikar Yadala et al.** Experimental control of swept-wing transition through base-flow modification by plasma actuators. J. Fluid Mech. (2018), vol. 844, R2.
7. **Баженова Т., Гвоздева Л.** Нестационарные взаимодействия ударных волн, М., «Наука», 1977, с. 274.
8. **Юшков В.** Гипотезы Колмогорова: возможность доказательства // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия, 2014. № 5, С. 55-59.
9. **Znamenskaya I.** Methods for Panoramic Visualization and Digital Analysis of Thermophysical Flow Fields. A Review // Scientific Visualization, 2021. vol. 13, no. 3, p. 125-158.
10. **Дорощенко И., Знаменская И., Кули-заде Т., Татаренкова Д.** Характеристики турбулентного пограничного слоя на стеклянной поверхности канала за ударной волной // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5, С. 16-20.
11. **Фрик П.** Турбулентность: модели и подходы, Курс лекций часть 1. 1998. Пермь.
12. **Леманов В., Лукашов В., Шаров К.** Переход к турбулентности через перемежаемость в инертных и реагирующих струях // Изв. РАН. МЖГ. 2020.№ 6, p. 50-59.

Znamenskaya I.A., Dolbnya D.I., Kopilov A.Y., Kulizade T.A.

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russian Federation
119991, Leninskie Gory 1-2, Moscow, E-mail: znamen@phys.msu.ru

STRIPE STRUCTURES INVESTIGATIONS IN A HIGH-SPEED GAS BOUNDARY LAYER BY OPTICAL METHODS

ABSTRACT

To visualize and study of the boundary layer evolution on the smooth surface of the shock tube channel, high-speed shadow photography of the gas flow behind a plane shock wave in a rectangular channel (48 mm x 24 mm) was carried out with high time resolution. All stages of boundary layer evolution on glass window are visualized. In particular, for the first time images of streaky structures in a supersonic gas boundary layer are obtained. The pulsation and spectral characteristics of the boundary layer are measured at various points in the flow field. The results of visualization of streaky structures in the boundary layer on glass by the method of pulsed discharge in the discharge chamber of a shock tube are also presented. Flow animations were obtained within 3-5 ms after the passage of shock waves with Mach numbers M = 2,8-3,5

STRIPED STRUCTURES, BOUNDARY LAYER, SUPERSONIC FLOW, HIGH-SPEED RECORDING, SHADOW PHOTOGRAPHY, VISUALIZATION BY DISCHARGE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 551.468

Сергеев Д.А., Кандауров А.А., Краев И.М.

ИПФ РАН, Россия,603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46,
E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИЙ КАПЕЛЬ АЭРОЗОЛЯ ПО РАЗМЕРАМ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ПРИ ЛАБОРАТОРНОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты исследований брызг, при обрушении волн, полученные в рамках лабораторного моделирования ветро-волнового взаимодействия на Высокоскоростном ветроволновом бассейне (ВВТСБ) ИПФ РАН. При теневой визуализации выполнялась съемка вида сбоку на воздушный поток с движущимися в нем каплями над взволнованной поверхностью. Особенность подобных измерений заключается в том, что ширина области измерения (детектирования) такой системы в направлении поперек плоскости изображения зависит от глубины фокусировки. Поэтому была разработана специальная система калибровки, в которой использовались стеклянные микрошарики известного размера. В ходе последующих измерений, распределения капель в плоскости изображения пересчитывались в объемные концентрации с учетом зависимости размера области измерения поперек изображения от размера детектируемой капли.

БРЫЗГИ, ВЕТЕР, ВОЛНЫ, ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ТЕНЕВОЙ МЕТОД ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИДЕОСЪЕМКА

ВВЕДЕНИЕ

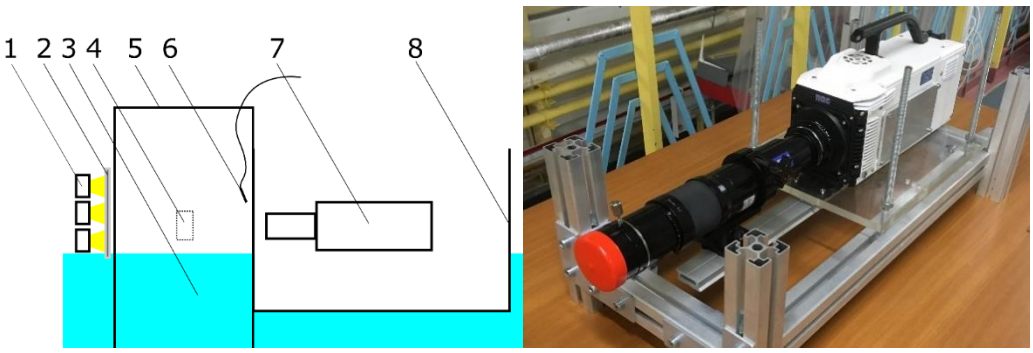
Брызги, образующиеся при ветро-волновом взаимодействии, над морской поверхностью являются одним из важнейших факторов, обуславливающих обмен импульсом, теплом влагой между океаном и атмосферой, в особенности при штормовых и ураганных условиях, когда за счет высокой концентрации в воздухе резко возрастает межфазное взаимодействие [1]. При разработке моделей, количественно описывающих процесс генерации брызг, используют т.н. функцию генерации брызг (см. например [2]), которая показывает сколько капель определённого радиуса образуется в единицу времени на единицу площади взволнованной поверхности. Модели базируются на эмпирических данных, которые характеризуются большими ошибками измерений и сильным разбросом (см. например [3]). Причина заключается в сложности проведения *in situ* измерений характеристик брызг в экспедиционных исследованиях, особенно при штормовых и ураганных условиях. Выходом из данной ситуации является проведение лабораторных исследований на экспериментальных установках, где моделируется ветроволновая обстановка в широком диапазоне условий, включая режимы регулярных обрушений и образования брызг при сильных ветрах. В контролируемых условиях ветроволновых каналов, в отличие от натурных условий, можно

использовать широкий спектр измерительных методов для исследования характеристик брызг, получать необходимый статистический ансамбль данных. При исследованиях характеристик брызг применяются как контактные методы, так и бесконтактные (большей частью лазерно-оптические). Контактные методы, использованные, например в работах [4, 5], позволяют проводить измерения лишь в отдельных точках, сложны в калибровке, их динамический диапазон измерения размера капель сильно зависит от характеристик чувствительного элемента приемника, они вносят возмущения в поток. В свою очередь, лазерно-оптические методы можно условно разделить на точечные и панорамные. К первым относятся хорошо известные LDA/PDA методы, которые использовались, например, в работе [6]. Их преимущество заключается в высоком временном разрешении и возможности детектирования капель с высокими скоростями движения. Однако малый объем, в котором выполняются измерения, фактически делает этот метод точечным, затрудняя набор статистического ансамбля реализаций и ограничивая сверху динамический диапазон по радиусу капли. Следует отметить, что в экспериментах на ветроволновых каналах с большим сечением воздушных потоков и сравнительно низкой концентрацией (по сравнению, например, с газокапельными потоками от форсунок, распылителей и т.п.), панорамные методы более предпочтительны. Их в свою очередь можно разделить на теневые (рефрактографические) [7, 8, 9] и методы с использованием вертикальной подсветки (в том числе типа светового (лазерного) ножа) [10] для визуализации капель в потоке. В обоих случаях выполняется съемка вида сбоку на поток воздуха с брызгами над волнами в канале. В случае теневого метода визуализации используется подсветка с противоположной от видеокамеры стенки. В свою очередь, световая (лазерная) плоскость обычно располагается вертикально посередине вдоль канала. При теневом методе визуализации важную роль играет глубина фокусировки используемых оптических систем. При отклонении от плоскости фокуса происходит дефокусировка и размытие изображения капли, которое усложняет ее детектирование и корректное определение размеров с помощью специальных алгоритмов обработки цифровых изображений. В свою очередь, толщину световой плоскости ножа можно регулировать для обеспечения фокусировки, но при этом крупные капли приводят к затенениям ножа. Также следует отметить, что, зачастую, при высоких скоростях потока приходится иметь дело со съемкой с малой экспозицией, и чтобы получить контрастное изображение при боковом рассеянии каплей падающего излучения в ноже требуется его высокая интенсивность, которая может быть получена при использовании лазера в качестве источника света для формирования ножа. Однако сильные блики лазерного излучения представляют опасность для чувствительного элемента камеры. Также существует проблема переотражения излучения и бликов от взволнованной поверхности, что дополнительно затрудняет анализ получаемых изображений. Теневой метод не создает подобных сложностей, но при этом остается проблема размытого изображения капель на кадрах. Ранее в работах [8], при переходе от количества каплей на единицу площади изображения к объемной концентрации использовался поперечный размер, который определялся по глубине фокусировки для калиброванных изображений кругов определенного диаметра. Однако диаметр этих изображений был много больше минимального определяемого размера капли, но при этом поперечный размер области для вычисления объемной концентрации устанавливался фиксированным вне зависимости от размера капли. Это является не совсем корректным подходом, т.к. чем меньше размер капли, тем сложнее ее детектировать при одинаковой дефокусировке (расстояния от плоскости фокуса). Настоящая работа нацелена на решение этой проблемы. В первой части работы описывается эксперимент по исследованию брызг на ВВТСБ ИПФ РАН. Вторая часть посвящена описанию оригинальной методики калибровочных экспериментов, по измерению глубины фокусировки в зависимости от размера капли, для корректного пересчета количества частиц на изображении в объемную концентрацию. В третьей части приводятся полученные результаты измерений распределений концентраций капель по размерам.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты выполнялись на ВВТСБ. Общая схема экспериментов была сходной с использованной при наблюдении процессов генерации брызг, которая применялась в работе [11]. Здесь также использовалась съемка вида сбоку на воздушный поток над взволнованной водной поверхностью высокоскоростной видеокамерой NAC Memrecam HX3, которая устанавливалась в герметичном полупогруженном боксе сбоку от канала (см. рис. 1а). В настоящем эксперименте камера располагалась на расстоянии 9,5 м от входа в канал. С противоположной стороны аэродинамического канала располагались мощные диодные светильники для теневой визуализации. В отличие от предыдущих экспериментов использовался специальный объектив – микроскоп High Magnification Lens Lavision (HMLL), (см. рис. 1б) для обеспечения высокого разрешения – 10 мкм/пкс, с целью детектирования мелких капель. Размер области съемки 19,6×11 мм (1920×1080 пкс) с фокусировкой посередине канала. Предварительные эксперименты были проведены для двух значений скорости 19,7 м/с и 29,9 м/с воздушного потока и высоты области съемки 128 мм и 280 мм от невозмущенной поверхности. Данные условия были выбраны таким образом, чтобы обеспечить широкий диапазон условий наблюдения капель брызг (разная концентрация, разные размеры). При этом, для минимальной скорости наблюдались капли на максимальной высоте, а для максимальной скорости воздушного потока, минимальная высота съемки была выше уровня гребней волн в этих условиях, чтобы избежать их попадания в кадр. Короткая выдержка в 5 мкс была выбрана, чтобы избежать размазывания изображения капель вдоль направления потока.

Также использовалась система сдува капель с внутренней поверхности стенки канала через которую велась съемка, чтобы избежать связанных с ними искажений получаемых изображений.



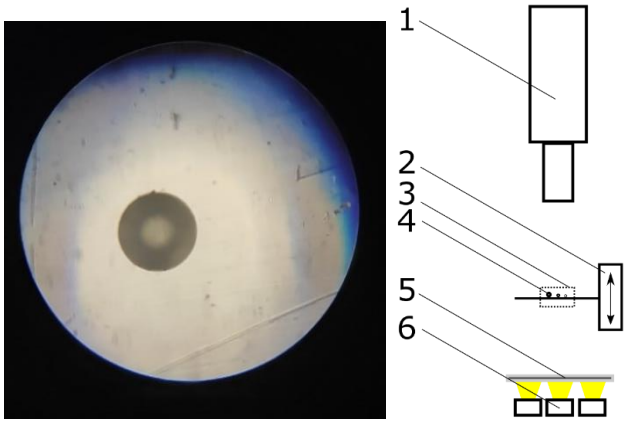
(а) (б)

Рис. 1. Схема эксперимента при съемке капель в канале ВВТСБ, поперечное сечение канала в области расположения, направление воздушного потока от нас (а): 1 – светодиодные источники; 2 – матовый экран; 3 – вода в канале; 4 – область съемки; 5 – крышка канала; 6 – система сдува капель; 7 – высокоскоростная камера; 8 – полупогруженный бокс. Общий вид камеры с установленным объективом HMLL (б)

СИСТЕМА КАЛИБРОВКИ

Как уже упоминалось выше, ширина области измерения (детектирования) такой системы поперек плоскости зависит от глубины фокусировки при съемке. При этом более мелкие капли при одной и той же дефокусировке (расстоянии до плоскости фокусировки) будут детектироваться хуже (см. ниже рис. 3). Поэтому нужно получить зависимость ширины области детектирования в зависимости от размера капли. Для этого была создана специальная система. В качестве калибровочных объектов были взяты стеклянные микрошарики. Размер шариков был предварительно измерен с помощью микроскопа, см. рис. 2а. Было отобрано восемь шариков с размерами от 142 до 617 мкм. Их располагали на предметном стекле в области съемки камеры. Вне ВВТСБ был полностью промоделирован оптический тракт (см.

рис. 2б). Камера и система подсветки располагались на тех же расстояниях от области съемки, как и при измерениях в канале, но в вертикальном положении.



(а) (б)

Рис. 2. Изображение с микроскопа Биолам Д11У11, шарик диаметром 395 мкм (а). Схема эксперимента с калибровкой (б): 1- высокоскоростная камера; 2 – подвижный столик; 3 – область съемки; 4 – микрошарики; 5 – матовое стекло; 6 – светодиодные источники

Для исследования влияния дефокусировки проводилась съемка, когда предметный столик с калиброванными шариками смещался на различные фиксированные расстояния (от -10 мм до 10 мм относительно плоскости фокусировки). Полученные изображения всех шариков на всех расстояниях от плоскости фокусировки были сведены в единое (матрица), см. рис. 3.

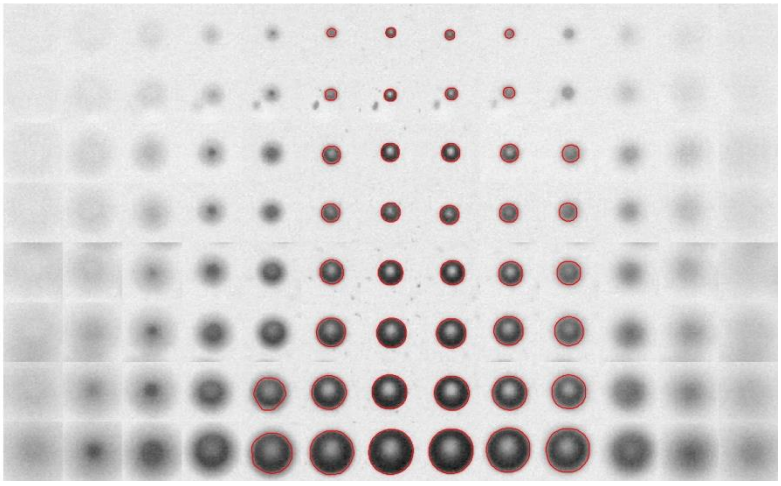


Рис. 3. Матрица изображений калибровочных микрошариков при разных расстояниях от плоскости фокусировки Размер (диаметры) в мкм, сверху вниз по изображениям: 141,8664; 173,1805; 253,0698; 264,0412; 332,3141; 404,5537; 470,9693; 617,3742. Расстояния от плоскости фокусировки слева направо в мм: -10 -7 -5 -3 -2 -1 0 1 2 3 5 7 10 (минус дальше от камеры)

Была разработан специальный алгоритм цифровой обработки изображений, позволяющий детектировать на кадрах изображения шариков/капель в калибровочных/основных измерениях. Вначале алгоритм тестировался на калибровочных изображениях (см. рис. 4). Он включал в себя следующие стадии: вычитание фона из исходного изображения, гауссово размытие для удаления шума, пороговое преобразование по яркости, поиск границ методом Канни, морфологическое закрытие, заполнение замкнутых областей, преобразование областей в выпуклые. В итоге проводился поиск и вычисление площади для всех выделенных таким образом областей. Каждая область соответствовала изображению капли на снимке. В качестве размера капли принималось значение радиуса круга, площадь которого эквивалентна площади области изображения капли.

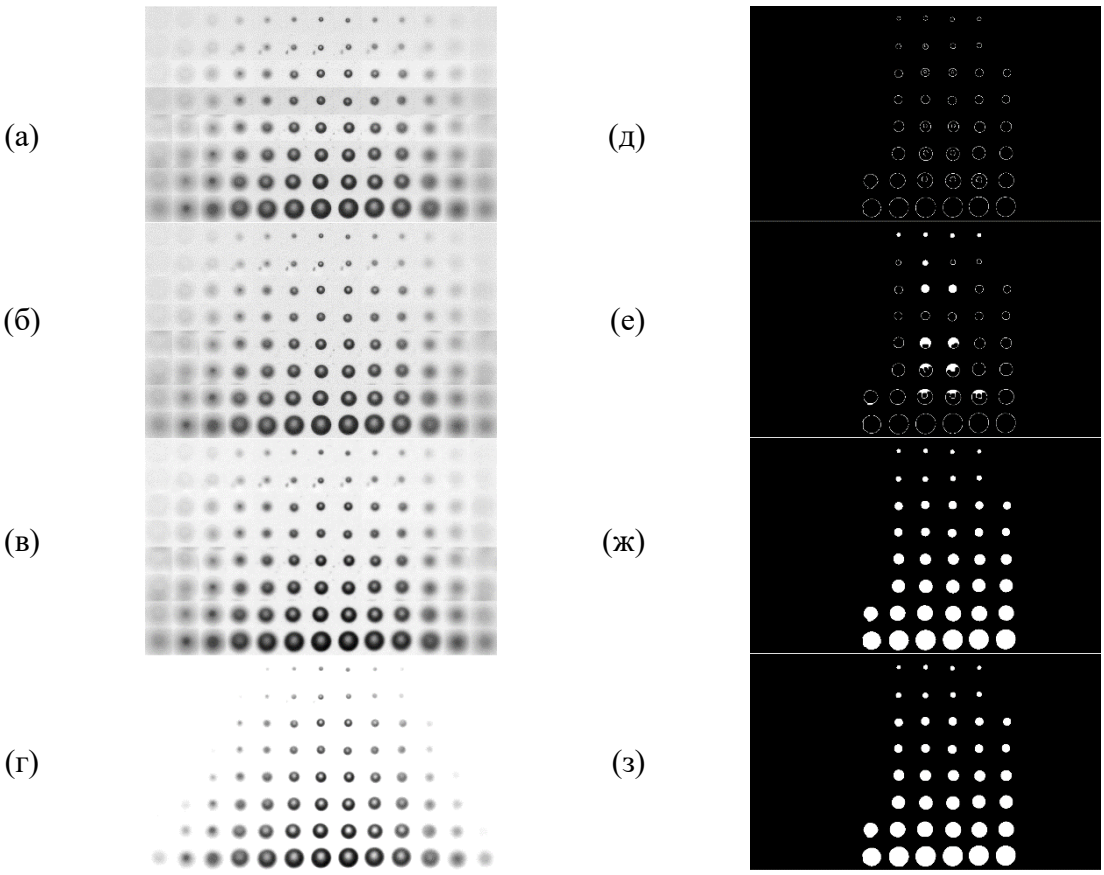


Рис. 4. Последовательность обработки изображений на примере калибровочного сверху вниз: (а) исходное изображение; (б) вычитание фона; (в) гауссово размытие для удаления шума; (г) порог по яркости; (д) поиск границ методом Канни; (е) морфологическое закрытие; (ж) заполнение замкнутых областей; (з) преобразование областей в выпуклые

Применяя этот алгоритм к калибровочному изображению каждого шарика, можно определить значения смещения от плоскости фокусировки, при которых еще возможно детектирование его изображения (см. нижнее изображение на рис. 4). Среднее значение смещений для изображений на границе детектирования было использовано для определения полной ширины области измерения для каждого шарика (см. рис. 5). Полученные значения были аппроксимированы следующей зависимостью от радиуса:

$$L = \frac{8{,}161x - 1{,}696}{x + 149{,}6}. \quad (1)$$

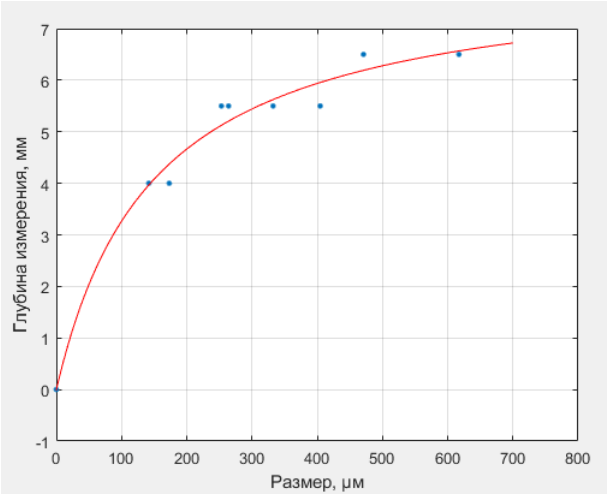


Рис. 5. Зависимость ширины области детектирования от диаметра микрошарика, полученная при обработки калибровочных изображений (с рис. 3). Сплошная линия – аппроксимация по формуле (1)

Та же самая зависимость была затем использована для обработки изображений капель, полученных уже в основных экспериментах на ВВТСБ. Пример обработки изображений показан на рис. 6.

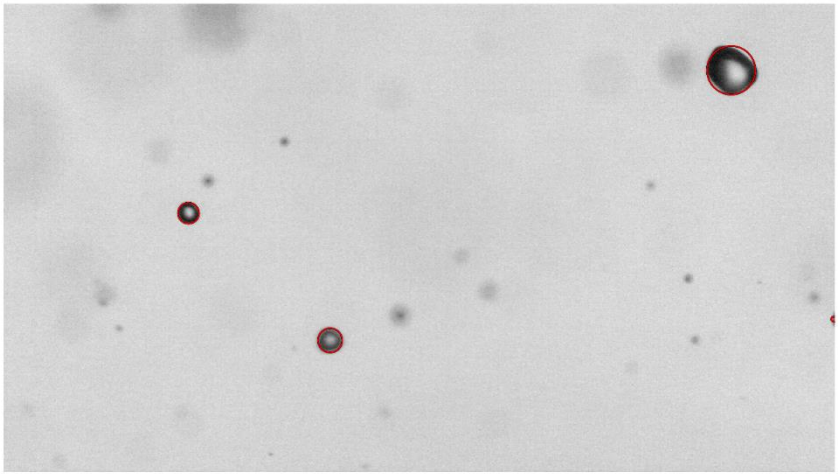


Рис. 6. Пример обработки кадра с каплями в воздушном потоке над водной поверхностью на ВВТСБ. Размер изображения 19,6×11 мм. Красным показан круг эквивалентной площади

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

После обработки массива всех видеозаписей в экспериментах на ВВТСБ, на кадрах которых детектировались изображения частиц, сначала вычислялось среднее (по кадрам записи) количество частиц определенного радиуса. При этом выполнялся биннинг для определенных интервалов по радиусу. В отличие от работы [7], где ширина интервала была фиксированной во всем диапазоне, в нашей работе, учитывая, что концентрация мелких капель выше, чем крупных, размер интервала увеличивался по логарифмической зависимости с увеличением радиуса. Динамический диапазон определения радиуса был выбран от 50 до 500 мкм. Основная проблема с определением более мелких капель заключалась в том, что из-за очень узкой области фокусировки получить не размытое изображение удается очень редко. Аппроксимирующая функция (1) ускоряет спад при стремлении радиуса к нулю. При этом, ошибки определении размера сильно возрастают. Верхний предел связан с редкостью детектирования крупных капель и их неправильной формой.

В соответствии с определением данным в [8] среднее количество капель C_i для i-го интервала бинирования по радиусу, центр которого $\underline{r_i}$, а ширина которого Δr_i на изображении пересчитывалось в объемную концентрацию:

$$n(r_i) = \frac{C_i}{S\Delta r_i L_i}, \tag{2}$$

где S – площадь области съемки, а L_i – ширина области детектирования, определенная в соответствии с зависимостью (1). Окончательные результаты продемонстрированы на рис. 7. Видно скачкообразное увеличение количества капель с ростом скорости ветра во всем диапазоне размеров. С другой стороны, с увеличением высоты концентрация падает, при этом для малой скорости потока капли с радиусом более 200 мкм не смогли ее достигнуть.

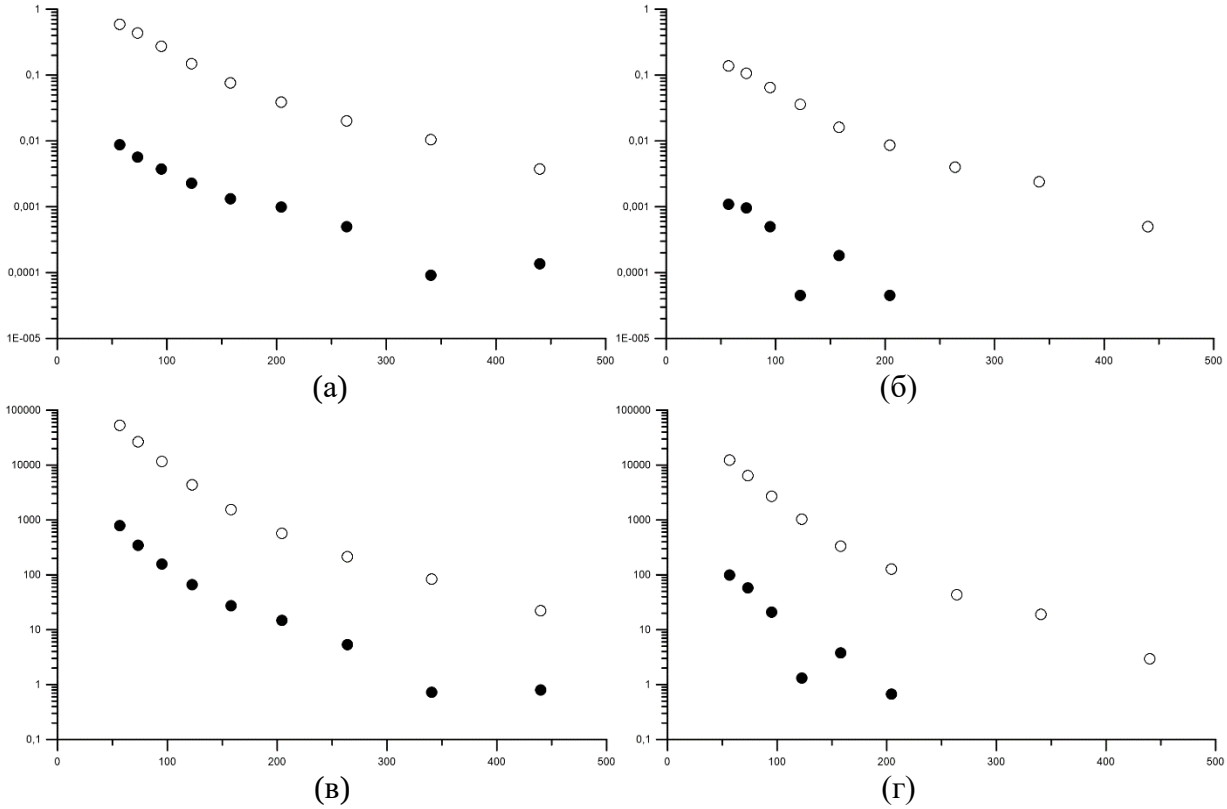


Рис.7. Зависимость количества изображений на одном кадре от радиуса капли для высоты 128 мм (а), зависимость количества изображений на одном кадре от радиуса капли для высоты 240 мм (б), зависимость пересчитанной объемной концентрации от радиуса капли для высоты 128 мм (в), зависимость пересчитанной объемной концентрации от радиуса капли для высоты 240 мм (г): ● – скорость ветра 19,7 м/с, ○ – скорость ветра 29,9 м/с

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для проведения исследований характеристик брызг, образующихся при взаимодействии атмосферы и океана в условиях сильных ветров в рамках лабораторного моделирования разработана система с теневым методом визуализации со специальной системой калибровки обеспечивающий корректный пересчет количества изображений капель в их объемную концентрацию. В ходе последующих тестовых измерений в экспериментах на ВВТСБ ИПФ РАН получены распределения концентраций по радиусам при разных условиях ветроволновой обстановки на разных высотах от взволнованной поверхности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-17-00209 (проведение экспериментов) и гранта РНФ № 21-19-00755 (разработка системы калибровки и обработка данных). Эксперименты выполнены на оборудовании Уникальной научной установки «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов» ИПФ РАН РАН (http://www.ckp-rf.ru/usu/77738/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fairall C.W., Kepert J., Holland G.** The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean // Global Atmos. Ocean Syst. 1994. V. 2. P. 121-142.
2. **Andreas E.L.** A review of the sea spray generation function for the open ocean // In Atmosphere–ocean interactions. Southampton, UK.: WIT Press (eds W. A. Perrie). 2002. V. 1. P. 1-46.

3. **Veron F.** Ocean spray // Annu. Rev. Fluid Mech. 2015. V. 47. P. 507-538. (doi:10.1146/annurev-fluid-010814-014651)
4. **Wang C.S., Street R.L.** Transfers across an air-water interface at high wind speeds the effect of spray // J. Geophys Res. 1978. V. 8. I. 3. P. 2959-2969.
5. **Lai R.J., Shemdin O.H.** Laboratory study of the generation of spray over water // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 3055-3063.
6. **Fairall C.W., Banner M.L., Peirson W.L., Asher W., Morison R.P.** Investigation of the physical scaling of sea spray spume droplet production // J. of Geophys. Res. 2009. V. 114. C10001. (doi:/10.1029/2008JC004918)
7. **Ortiz-Suslow D.G., Haus B.K., Mehta S., Laxague N.J.** Sea spray generation in very high winds // J. Atmos. Sci. 2016. V. 73. P. 3975-3995. (doi:10.1175/JAS-D-15-0249.1)
8. **Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., and Zilitinkevich S.** Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 1614. (doi:10.1038/s41598- 017-01673-9)
9. **Veron F., Hopkins C., Harrison E.L., Mueller J.A.** Sea spray spume droplet production in high wind speeds // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. L16602. (doi:10.1029/2012GL052603)
10. **Anguelova M., Barber R.P., Wu J.** Spume drops produced by the wind tearing of wave crests // J. Phys. Oceanogr. 1999. V. 29. P. 1156-1165.
11. **Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.** The 'Bag Breakup' Spume Droplet Generation Mechanism at High Winds. Part I: Spray Generation Function // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. I. 9. P. 2167-2188.

Sergeev D.A., Kandaurov A.A., Kraev I.M.

IAP RAS, Russia, 603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st, 46,
E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

DETERMINATION OF SIZE DISTRIBUTIONS OF AEROSOL DROPS CONCENTRATIONS BY OPTICAL METHODS IN LABORATORY MODELING OF INTERACTION BETWEEN ATMOSPHERE AND HYDROSPHERE

ABSTRACT

The paper presents the results of investigations of spray of droplets induced by wave breaking, in the framework of laboratory modeling of wind-wave interaction in the High-speed Wind-Wave Tank (HSWWT) of the IAP RAS. A side view of the air flow with moving drops above the rough surface was taken. A feature of such measurements is that the width of the measurement (detection) region of such a system across the plane depends on the focusing depth. Therefore, a special calibration system was developed using glass microspheres calibrated by size. In the course of subsequent measurements, the drops distributions in the image plane were recalculated into volume concentrations, taking into account the dependence of the size of the measurement area across the image on the size of the detected drop.

SPRAY, WIND, WAVES, LABORATORY MODELING, SHADOW METHOD, HIGH SPEED FILMING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 551.468

Сергеев Д.А., Троицкая Ю.И., Черданцев А.В.

ИПФ РАН, Россия, 603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46, E-mail: daniil@ipfran.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЯВЛЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ БРЫЗГ ПО ТИПУ "ПАРАШЮТ" В ПРИРОДНЫХ И ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе обсуждается универсальный характер явлений, приводящих к фрагментации и срыву капель с поверхности жидкости, обдуваемой потоком в природных и технических гидродинамических системах широкого класса с масштабами, варьирующимися в широком диапазоне. Представлены результаты детального исследования процесса дробления по типу «парашют» (или bag breakup), полученные с помощью различных панорамных оптических методов: теневого метода визуализации и лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ) с использованием высокоскоростной видеосъемки. Эксперименты проводились в двух принципиально разных конфигурациях. При обдуве глубокого слоя воды, с присутствием крупномасштабных волн на поверхности и тонких пленок жидкости. Сопоставление результатов наблюдений продемонстрировало не только общее сходство сценария эволюции, но также пространственно-временных масштабов процесса дробления и образования капель по типу «парашют».

КАПЛИ, ФРАГМЕНТАЦИЯ, ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ТЕНЕВОЙ МЕТОД, ЛИФ, ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИДЕОСЪЕМКА

ВВЕДЕНИЕ

Механизм дробления элементов жидкости (отдельных капель или струй) по типу bag breakup (когда происходит формирование куполов тонкой пленки с утолщенным ободком с последующим разрывом и формированием капель), в газовых потоках был описан достаточно давно (см., например, обзор [1]). Однако, как показали более поздние работы [2-5], этот процесс типичен при фрагментации свободной поверхности жидкости при ее обдуве потоком газа в разнообразных технических и природных системах. Наиболее типичные представители первых это течения тонких пленок, обдуваемых газовыми потоками, реализуемые, например, в трубах. Ярким примером природных систем, где наблюдаются эти явление (впервые наблюдались в [6]) является взаимодействие воздушных потоков турбулентного пограничного слоя атмосферы с поверхностью объектов гидросферы, и в первую очередь мировым океаном. Как было продемонстрировано в работе [7], механизм bag breakup является доминирующим и, соответственно на его основе была построена функция генерации брызг морского аэрозоля (см [8]). Также был предложен русскоязычный аналог термин этого явления – дробление по типу «парашют» (далее в тексте мы опускаем кавычки). Таким образом, мы имеем дело с системами принципиально разных характерных пространственных масштабов. Однако для разработки общей теории, позволяющей не только качественно, но количественно описывать эти явления

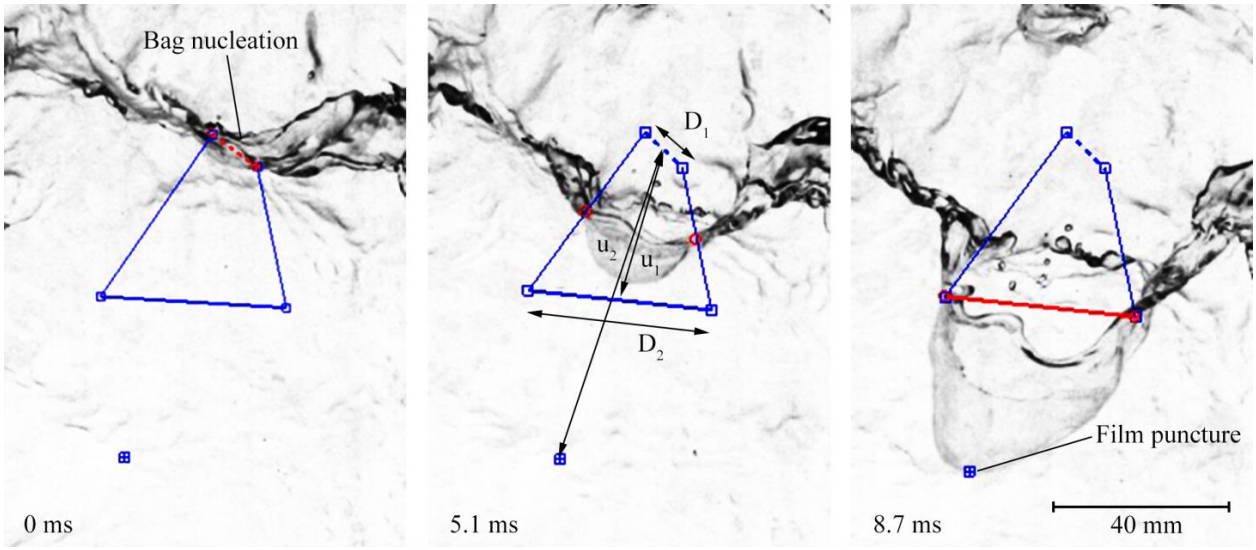
в разных системах, необходимо было получить и сопоставить их пространственно-временные характеристики. В настоящей работе вначале были проведены оценки параметров парашютов, образующихся в экспериментах по моделированию ветроволнового взаимодействия в лабораторных условиях. А затем анализировались результаты исследований течений тонких пленок, обдуваемых газом в трубах. В обоих экспериментах были использованы панорамные оптические методы наблюдений.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ BAG BREAKUP (ПАРАШЮТ) НА ПОВЕРХНОСТИ ГЛУБОКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

На Высокоскоростном Ветроволновом Канале (ВВК) ИПФ РАН была проведена серия экспериментов, направленная на детальное изучение явлений фрагментации поверхности глубокого слоя жидкости, обдуваемого потоком газом типа парашют, в рамках лабораторного моделирования процессов генерации морского аэрозоля при ветроволновом взаимодействии. Схема проведения экспериментов и измерений была аналогична ранее использованной в работе [7]. Диапазон изменения скорости на оси аэродинамического канала сечением 0,4×0,4 м, установленного над свободной водной поверхностью глубиной 1,5 м, составил от 16 до 25 м/с. Таким образом были реализованы различные режимы ветроволновой обстановки, включая регулярное обрушение волн. Для исследования событий, приводящих к генерации брызг, выполнялась высокоскоростная видеосъемка вида сверху на взволнованную водную поверхность на расстоянии 7,5 м от начала канала. При этом использовался теневой метод визуализации с подсветкой из-под воды с помощью матрицы мощных светодиодных светильников (300 Вт), расположенных за рассеивающим экраном. Съемка выполнялась высокоскоростной камерой NAC HX-3, со скоростью 4500 кадров/с и выдержкой 50 мкс. Область съемки оставила 31×24 см, при разрешении 1632×1280 пкс. Таким образом, по сравнению с экспериментами в [7], было существенно увеличено пространственное разрешение с целью последующей детальной обработки поучаемых изображений. Количество записей варьировалось в зависимости от задаваемой скорости воздушного потока. При малых скоростях, когда волны обрушаются слабо и, соответственно, образуется мало брызг, требовалось больше записей, для получения ансамбля реализаций сопоставимого по размеру с условиями для высоких скоростей. Всего было сделано 50 записей по 32796 кадров.

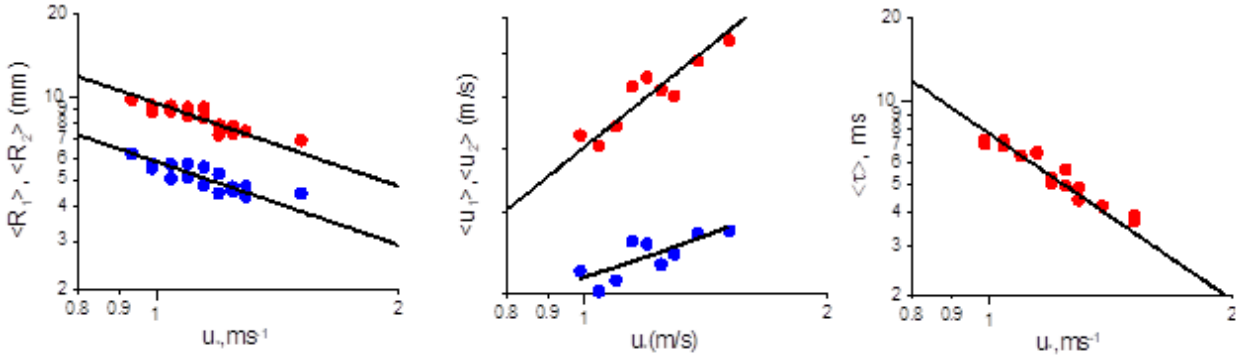
Обработка велась с помощью специального программного обеспечения BagFinder. С его помощью выполнялась разметка событий типа парашют во время всего процесса его эволюции (от зарождения до фрагментации купола). Пример обработки последовательности фрагментов кадра показан на рис. 1. По результатам разметки для каждого явления парашют определялись: начальный размер возмущения, из которого формируется купол, определяемый как расстояние между краевыми маркерами в кадре D_1; конечный размер купола D_2, определяемый как расстояние между краевыми маркерами в кадре, где зафиксирован разрыв пленки; время эволюции – с момента начала формирования купола до момента разрыва его пленки τ. Скорости движения краев и центра купола u_1 и u_2 рассчитывались как расстояние между соответственно серединами краевых маркеров или центров купола на начальном и конечном кадрах, деленное на τ. При этом часто разметка велась в последовательности обратной во времени. Причина этого заключалась в том, что проще было вначале зафиксировать момент разрыва купола, а затем анализируя предшествующие кадры попытаться определить момент зарождения и оценить в том числе начальный размер.

По результатам были получены распределения перечисленных выше параметров явлений дробления типа парашют, по которым были определены первые моменты (средние значения), на основе их аппроксимации гамма распределением. По аналогии с работой [8]. Полученные значения для средних значений представлены в виде зависимости от динамической скорости (или скорости трения) u^*, которая характеризует сдвиговое турбулентное напряжение в воздушном потоке. Эти зависимости представлены на рис. 2.



(а) (б) (в)

Рис. 1. Пример обработки последовательности кадров для определения характеристик «парашютов» на фрагментах изображений: а – начальный кадр (зарождение «парашюта»); б – промежуточный кадр с отметками границ; в – последний кадр в последовательности в момент разрыва пленки мембраны



(а) (б) (в)

Рис. 2. Зависимости средних значений характеристик явлений дробления типа парашют от динамической скорости ветра: а – начального (синий) и конечного (красный) радиуса; б – скоростей краев (синий) и центра купола (красный); в – времени жизни. Линиями показаны степенные аппроксимации

Из рис. 2 видно, что с увеличением скорости воздушного потока, средний размер купола и время жизни уменьшается, а скорость раздува растет.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ФРАГМЕНТАЦИИ ТИПА ПАРАШЮТ НА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Эксперименты по исследованию механизмов срыва капель газовым потоком с поверхности тонких пленок жидкости проводились в горизонтальном канале прямоугольного сечения. Длина канала (ось *x*) 2000 мм, ширина (*y*) – 166 мм, высота (*z*) – 25 мм. Жидкость подается через щелевой зазор на дно канала, где она увлекается вдоль x газовым потоком, создаваемым воздуходувкой. Диапазон плотностей орошения жидкости составляет от 1 до 5 см^2/с, диапазон среднерасходных скоростей газа – от 20 до 35 м/с. Использовались три рабочие жидкости: вода, водоглицериновый раствор с вязкостью в 2 раза выше, чем у воды, и водобутаноловый раствор с поверхностным натяжением в 2 раза ниже, чем у воды. В отличие от измерений в условиях глубокого слоя жидкости, описанных в предыдущих пунктах, здесь был использован метод лазерно-индуцированной флюоресценции (ЛИФ) позволяющий получать полную картину пространственно-временного распределения толщины пленки в

течении. Стереоскопическая модификации метода ЛИФ (см. Cherdantsev et al. 2022), позволяет наблюдать сложные процессы в двух ракурсах и измерять три координаты и три компоненты скорости объектов вблизи поверхности пленки. Измерения проводились на расстоянии 1500 мм от входа в канал с использованием стереоскопической модификации метода лазерно-индуцированной флюоресценции. Участок дна канала размерами 51 мм на 20 мм освещался снизу, сквозь прозрачное дно канала, рассеянным по площади лазерным пучком. Пучок создавался импульсным лазером с длиной волны излучения 527 нм. Свет лазера возбуждает флюоресцентное свечение родамина 6Ж, растворенного в рабочей жидкости в малой концентрации (15 мг/л). Свечение регистрировалось (также сквозь дно канала) скоростной камерой, оснащенной светофильтром с длиной волны пропускания 550 нм. По измеренной таким образом локальной мгновенной яркости флюоресценции с использованием соответствующей калибровки, можно восстановить мгновенную локальную толщину пленки жидкости. Описанная методика получает данные в виде трехмерных массивов толщины пленки, $h(x,y,t)$, где t – время. Еще одна камера нацелена на область измерений сбоку и немного сверху, сквозь крышку канала. Камера бокового обзора также оснащена светофильтром; обе камеры синхронизированы с лазером. Частота съемки составляет 10 кГц. Пространственная калибровка проводилась при помощи калибровочной мишени, наклеенной на две стороны уголка. Изображение мишени было получено в трех положениях, различающихся координатой y. Итоговая калибровка позволяла идентифицировать три координаты (и, соответственно, три компоненты скорости) каждой капли над пленкой жидкости. Подробное описание экспериментальной методики можно найти в работе [9].

Пример стереоскопической ЛИФ-визуализации акта отрыва капель с обдуваемой газом тонкой пленки жидкости показан на рис. 3. На рисунке изображена подковообразная волна быстрой ряби в собственной системе отсчета. С течением времени гребень этой волны растет, вытягиваясь вверх, видимо, за счет понижения давления над гребнем волны быстрой ряби. В определённый момент (между 4-м и 5-м кадрами) фронт волны поддается динамическому напору со стороны газа и деформируется в купол, мембрана которого впоследствии разрывается на мелкие капли, а его обод на крупные. Представленная картина согласуется с наблюдениями, сделанными в работе [4] на основе количественной визуализации процесса в одной (горизонтальной) плоскости. Интерпретации, предложенные на основе этих наблюдений, в основном подтверждаются при одновременной визуализации процесса в двух плоскостях. Таким образом картина эволюции явления типа парашют (bag breakup) оказалась близкой в обоих экспериментальных исследований: как для Анализ полученных картин эволюции позволил оценить средние масштабы порядка 1 см, а время эволюции 5 мс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения исследования продемонстрирован универсальный характер сценария фрагментации водной поверхности и образования брызг по типу парашют для принципиально разных условий взаимодействия газового потока со свободной поверхностью жидкости: глубокий слой жидкость с крупномасштабными волнами и тонкая пленка с волнами быстрой ряби на поверхности. Первый тип эксперимента был направлен на моделирование образование морского аэрозоля при взаимодействии ветра с морской поверхностью в лабораторных условиях. взаимодействия турбулентного пограничного слоя. Использовался теневой метод с высокоскоростной визуализацией. В свою очередь, процессы атомизации тонких пленок жидкости высокоскоростным потоком газа исследовались при помощи стереоскопической модификации метода лазерно-индуцированной флюоресценции. Несмотря на различие характерных пространственных масштабов задачи, их пространственно-временные характеристики оказались близки друг к другу, что говорит об одинаковых физических механизмах лежащих в основе этих явлений.

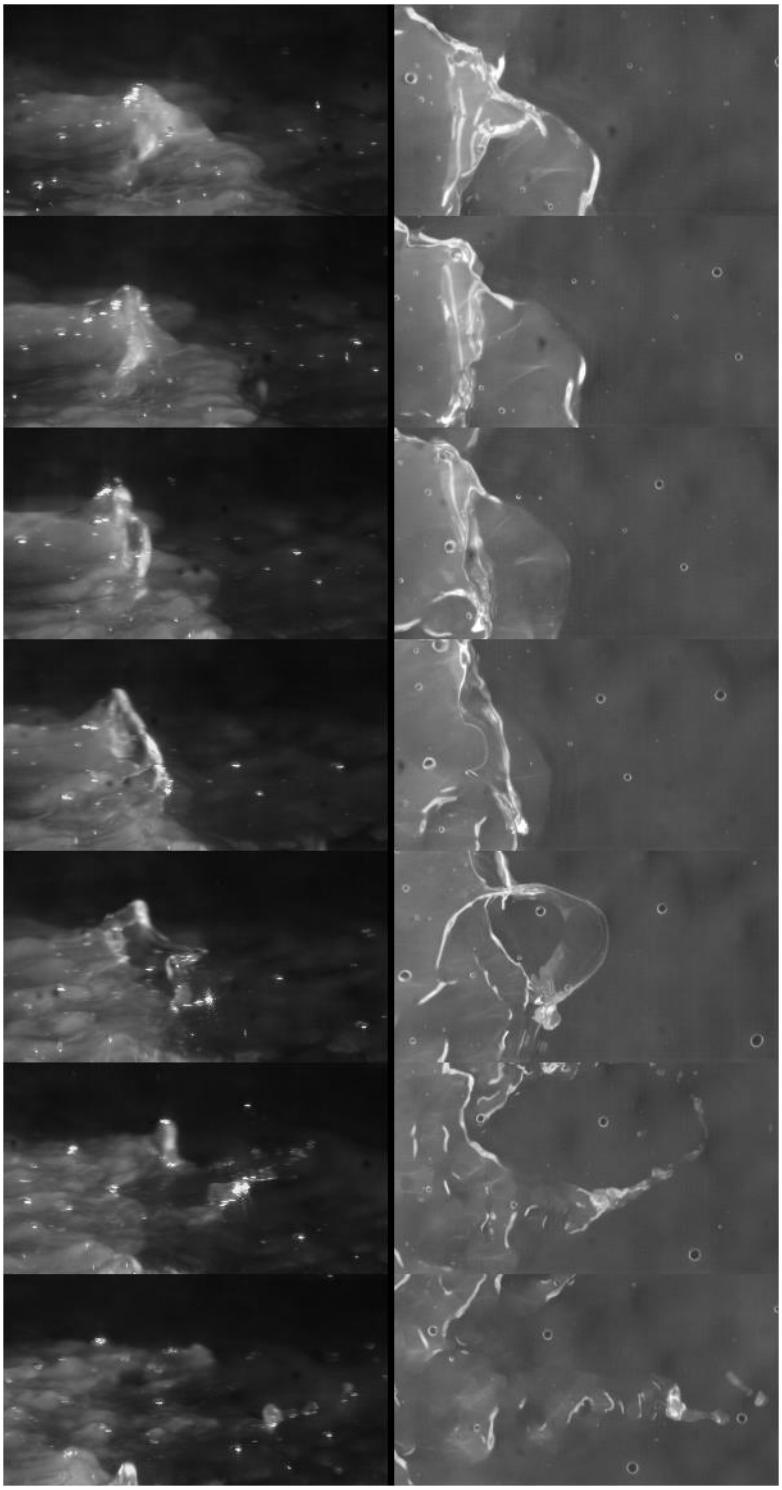


Рис. 3. Срыв капель с тонкой пленки жидкости за счет дробления по типу парашют. Вода, плотность орошения 2 см^2/с, скорость газа 35 м/с. Размер области: 12,3 мм на 6,8 мм, шаг по времени 1 мс. Левая колонка: изображения с боковой камеры; правая колонка – с ЛИФ-камеры. Изображения даны в системе отсчета движущейся вместе волной быстрой ряби

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-17-00209 (проведение экспериментов) и гранта РНФ № 21-19-00755 (разработка системы калибровки и обработка данных), работа Сергеева Д.А. выполнена в рамках темы госзадания № FFUF-2021-0007 ИПФ РАН. Эксперименты выполнены с использованием оборудования на оборудовании Уникальной научной установки «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов» ИПФ РАН (http://www.ckp-rf.ru/usu/77738/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pilch M., Erdman C.A.** Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop // Int. J. Multiphase Flow. 1987. V. 13, no. 6. P. 741-757.
2. **Badie S., Lawrence C.J., Hewitt G.F.** Axial viewing studies of horizontal gas-liquid flows with low liquid loading // International Journal of Multiphase Flow. 2001 V. 27. P. 1259-1269.
3. **Cherdantsev A.V., Hann D.B., Azzopardi B.J.** Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: Three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment // International Journal of Multiphase Flow. 2014. V. 67. P. 52-64.
4. **Pham S.H., Kawara Z., Yokomine T., Kunugi T.** Detailed observations of wavy interface behaviors of annular two-phase flow on rod bundle geometry// International journal of multiphase flow. 2014. V. 59. P. 135-144.
5. **Lecoeur N., Zeng Y.J., Hale C.P., Hewitt G.F.** Visualization and Axial Viewing Techniques // Multiphase Science and Technology. 2011. V. 23. I. 1. P. 29-55.
6. **Veron F., Hopkins C., Harrison E.L., Mueller J.A.** Sea spray spume droplet production in high wind speeds // Geophys. Res. Lett. 2012. V. 39. P. L16602.
7. **Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.** Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 1614.
8. **Troitskaya Y., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.** The 'Bag Breakup' Spume Droplet Generation Mechanism at High Winds. Part I: Spray Generation Function // J. Phys. Oceanogr. 2018. V. 48. I. 9. P. 2167-2188.
9. **Cherdantsev A.V., Sinha A., Hann D.B.** Studying the impacts of droplets depositing from the gas core onto a gas-sheared liquid film with stereoscopic BBLIF technique // International Journal of Multiphase Flow. 2022. V. 150. P. 104033.

Cherdantsev A.V., Sergeev D.A., Troitskaya Y.I.

IAP RAS, Russia, 603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st., 46, E-mail: daniil@ipfran.ru

INVESTIGATION OF THE CHARACTERISTICS OF BAG BREAKUP FRAGMENTATION AND SPRAY GENERATION PHENOMENA IN ENVIRONMENTAL AND TECHNICAL SYSTEMS

ABSTRACT

In this paper, we discuss the universal nature of the phenomena that lead to fragmentation and tearing of droplets from the surface of a liquid blown by a flow in natural and technical hydrodynamic systems of a wide class with scales varying over a wide range. The results of a detailed study of the bag breakup process obtained using various panoramic optical methods are presented: shadow imaging and laser-induced fluorescence (LIF) using high-speed video recording. The experiments were carried out in two fundamentally different configurations. When blowing a deep layer of water, with the presence of large-scale waves on the surface and thin liquid films. Comparison of the results of observations demonstrated not only the general similarity of the evolution scenario, but also the spatio-temporal scales of the bag breakup fragmentation process and the formation of droplets.

DROPLETS, FRAGMENTATION, THIN FILMS, LABORATORY MODELING, SHADOW METHOD, LIF, HIGH SPEED FILMING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 537.525.1

Дзлиева Е.С., Карасев В.Ю., Новиков Л.А., Павлов С.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб.7/9, E-mail: s.i.pavlov@spbu.ru, sergey_pavlov86@mail.ru

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ПО ВРАЩЕНИЮ ПЫЛЕВОЙ СТРУКТУРЫ

АННОТАЦИЯ

Сформированные в стратах тлеющего разряда плазменно-пылевые структуры при наложении внешнего продольного магнитного поля начинают вращаться вокруг оси разряда. Вращение объемной структуры достаточно неоднородное вдоль оси разряда. Зависимость угловой скорости вращающихся пылевых структур от магнитной индукции имеет нелинейный характер, при определенном значении магнитного поля меняет знак (т.е. меняет направление вращения). Существует несколько гипотез механизма возникновения вращения и изменения его направления. По наблюдению за поведением пылевой компоненты можно оценивать потоки заряженных частиц на пылинку в плазме.

ПЫЛЕВАЯ ПЛАЗМА, ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

Пылевая или комплексная плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий пылинки, которые либо самопроизвольно образуются в плазме в результате различных процессов, либо вводятся в плазму извне [1-3]. Использование тлеющего разряда постоянного тока позволяет создавать в нем объемные пылевые структуры. При исследовании лабораторной пылевой плазмы одним из наиболее продуктивных воздействий является наложение внешнего магнитного поля и наблюдение отклика пылевой подсистемы.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на установке, изображенной на рисунке 1. Она состояла из газоразрядной трубки и создающей магнитное поле системы из двух катушек с зазором между ними 9 см. Разрядная трубка могла перемещаться вдоль своей оси для того, чтобы изменить положение стоячей страты в магнитном поле. Страта с исследуемой пылевой структурой помещалась в середину зазора между двумя катушками для исключения влияния неоднородности магнитного поля. Магнитное поле изменялось в диапазоне от 0 до 500 Гс.

Пылевая плазма создавалась в неоне при давлении 0,37 Торр и токе разряда 1.5 мА. Для создания двойной пылевой структуры использовались монодисперсные сферические частицы диаметрами 8.2 мкм и 5.19 мкм, изготовленные из меламин-формальдегида плотностью 1.5 г/см^3. Сначала путем аккуратного встряхивания первого контейнера формировалась нижняя структура из пылинок 8.2 мкм таким образом, чтобы в горизонтальном сечении было как

минимум две замкнутые оболочки (вращение кластера, с таким количеством частиц в горизонтальном сечении более устойчиво) [4]. Далее вбрасывались частицы из второго контейнера, и верхняя структура формировалась над первой.

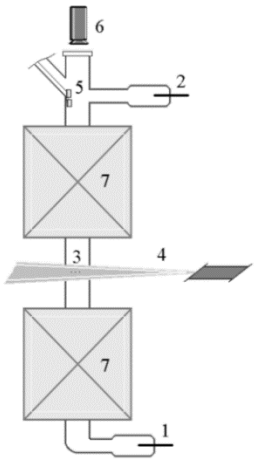


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – катод, 2 – анод, 3 – пылевая структура, 4 – лазерная подсветка, 5 – два контейнера с пылевыми частицами (8,2 мкм и 5,19 мкм), 6 – видеокамера и 7 – магнитные катушки

Для боковой подсветки пылевых структур и контроля положения стоячей страты использовался зазор между магнитными катушками. Подсветка производилась лазерным ножом, который формировался с помощью полупроводникового лазера KLM-M650-40-5 с длиной волны 650 нм и мощностью 40 мВт, микрообъектива и цилиндрической линзы. Наблюдение за вращением пылевых структур, подсвеченных горизонтальным лазерным ножом, производилось сверху через торцевое оптическое окно газоразрядной трубки и фиксировалось верхней камерой. Вертикальные сечения структур наблюдались сбоку и фиксировались боковой камерой. Все наблюдения проводились в первой стоячей страте в сторону анода от сужающейся разряд диэлектрической вставки. Длина разрядной трубки была 80 см, радиус 1.5 см.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Вертикальное сечение, полученной двойной плазменно-пылевой структуры представлено на рисунке 2. На рисунках 3а и 3б представлены горизонтальные сечения обеих пылевых структур. По полученным видеозаписям были определены угловые скорости вращения в каждой структуре в зависимости от магнитного поля. График зависимости угловой скорости пылевых структур от магнитной индукции показан на рисунке 4. В диапазоне магнитного поля, где проекция угловой скорости отрицательна, зависимости для обеих структур ведут себя одинаковым образом. После поля остановки (B_0) верхняя структура вращалась с положительной скоростью, а вращение нижней не развивалось. Заметим, что структуры из калиброванных частиц не имели радиального и осевого градиентов вращения в отличии от объемных структур, созданных из полидисперсных частиц.

Отрицательное вращение в проекции на вектор магнитной индукции вызвано действием силы ионного увлечения [1,2]. Она пропорциональна квадрату размера частицы, но частицы большего размера, левитирующие в нижней структуре, вращаются медленнее. Это объясняется разными значениями параметров плазмы в разных фазах страты.

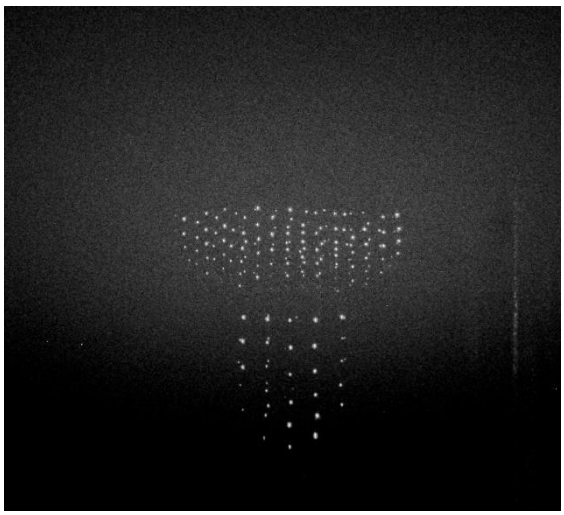


Рис. 2. Фотография вертикального сечения двойной пылевой структуры: нижняя (первая) структура сформирована из частиц MF размером 8.2 мкм, верхняя (вторая) структура сформирована из частиц MF размером 5.19 мкм. Ширина изображения 11.1 мм.

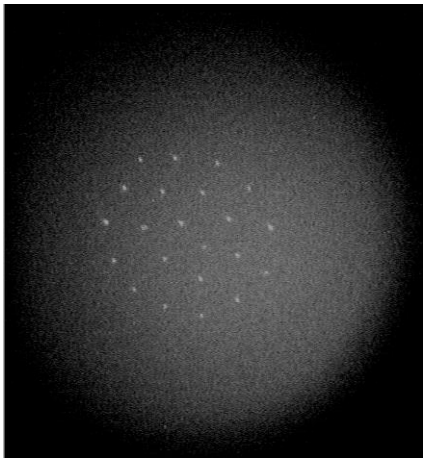
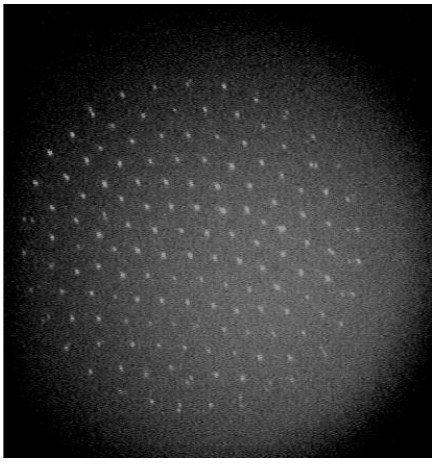

а)

б)

Рис. 3. Фотография вертикального сечения нижней структуры из частиц размером 8.2 мкм. Ширина изображения 5.7 мм, б) фотография горизонтального сечения верхней структуры из частиц размером 5.19 мкм. Ширина изображения 5.4 мм. Условия: *Ne*, P = 0.37 Торр, I = 1.5 мА, B = 0 Гс

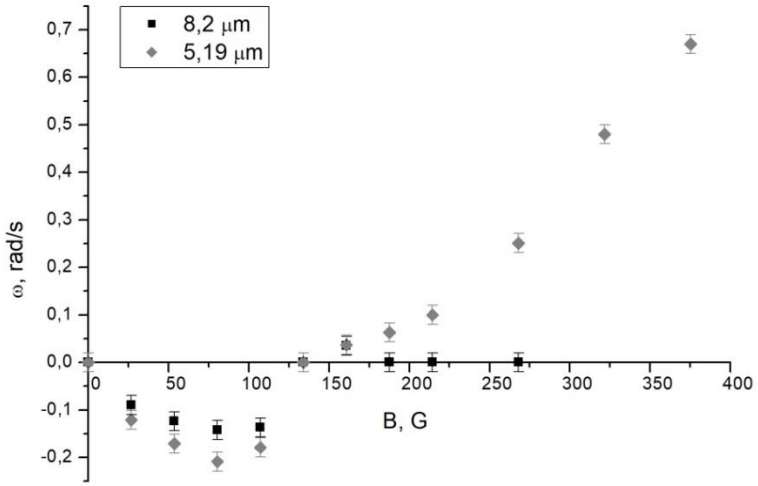


Рис.4. Зависимость угловой скорости пылевых структур от магнитной индукции B. Условия: *Ne*, P = 0.37 Торр, I = 1.5 мА. ■-нижняя пылевая структура (8.2 мкм), ●- верхняя структура (5.19 мкм)

При увеличение магнитного поля возникает действие другого механизма вращения - вращение из-за действия вихревого тока в страте тлеющего разряда в магнитном поле [5].

Вихревой ток возникает из-за неколлинеарности градиентов электронной температуры и электронной платности в страте. Вследствие этого вращение пылевых структур происходит с положительной проекцией на вектор магнитной индукции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По наблюдению за поведением пылевой компоненты, левитирующей в страте тлеющего разряда, можно оценивать плазменные потоки на пылевые гранулы. Помещая частицы в различные части (фазы) страты производить расчеты для электронной плотности и распределения электрического поля в соответствующей фазе страты.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 22-72-10004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф.** Пылевая плазма // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.
2. **Цытович В.Н., Морфилл Г.Е., Томас В.Х.** Комплексная плазма: IV Теория комплексной плазмы. Приложения // Физика плазмы. 2004. Т.30. № 10. С. 877.
3. **Fortov V.E., Morfill G.E.** Complex and Dusty Plasmas: From Laboratory to Space. New York: Taylor and Francis, 2010. 440 p.
4. **Pavlov S.I., Dzlieva E.S., Novikov L.A., Karasev V.Yu.** Dynamic effects in dusty clusters in a magnetic field // X International conference on Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-10), 2022. P. 142.
5. **Nedospasov A.V.** Gas rotation in a stratified positive column of discharge in longitudinal magnetic field // Europhys. Lett. 2013. V. 103. P. 25001.

Dzlieva E.S., Karasev V.Yu., Novikov L.A., Pavlov S.I.

St. Petersburg State University, Russia, 199034, St. Petersburg, Universitetskaya emb. 7/9, E-mail: s.i.pavlov@spbu.ru, sergey_pavlov86@mail.ru

VISUALIZATION OF INHOMOGENEOUS PLASMA FLOWS ON ROTATION OF DUST STRUCTURE

ABSTRACT

Plasma-dust structures formed in glow discharge strata begin to rotate around the discharge axis when an external longitudinal magnetic field is applied. The rotation of the bulk structure is rather inhomogeneous along the discharge axis. The dependence of the angular velocity of rotating dust structures on magnetic induction is non-linear, and at a certain value of the magnetic field it changes sign (i.e., changes the direction of rotation). There are several hypotheses for the mechanism of rotation occurrence and change of its direction. By observing the behavior of the dust component, one can estimate the fluxes of charged particles to a dust grain in plasma.

DUSTY PLASMA, GLOW DISCHARGE, VISUALIZATION, MAGNETIC FIELD

Секция 4

Оптико-электронное приборостроение

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 520.224.4; 681.7; 52-17

Печинская О.В.[1], Прозоровская А.А.[2], Макашов М.А.[2], Горчаковский С.Н.[2]

[1] Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru
[2] АО «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения»,
Россия,111024, Москва, Авиамоторная ул., 53, E-mail: prozoana@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЛЕСКОПА ИНФОРМАЦИОННОГО

АННОТАЦИЯ

В настоящее время в России строится телескоп информационный с диаметром главного зеркала 3120 мм. Телескоп планируется оснастить оборудованием для фотометрических и астрометрических измерений, спекл-интерферометром, адаптивной системой. В настоящей работе проанализировано снижение проницающей способности телескопа в зависимости от состояния атмосферы и остаточных аберраций в системе.

В работе описана численная модель телескопа с измерительными каналами как в приближении идеальной оптической системы, так и с учётом допустимых аберраций. Проанализирована зависимость проницающей способности телескопа в фокусах Кассегрена и Несмита. При моделировании атмосферная турбулентность создавалась при помощи случайного распределения коэффициентов при полиномах Цернике в программе оптического проектирования Zemax. Полученные результаты помогут определить влияние атмосферной турбулентности на энергетические характеристики телескопа в рассчитанных измерительных каналах.

АТМОСФЕРНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, ТЕЛЕСКОП, ПОЛИНОМЫ ЦЕРНИКЕ, ВОЛНОВОЙ ФРОНТ, ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА, КРУЖОК РАССЕЯНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных проблем работы наземных систем наблюдения космических объектов является влияние атмосферной турбулентности. Для решения этой проблемы телескопы всего мира оснащаются адаптивными оптическими системами (АОС), позволяющими значительно скомпенсировать негативное влияние атмосферы [1-7]. Получение детальных изображений космических объектов с разрешением, близким к дифракционному, невозможно без применения систем адаптивной оптики. Таким образом, для телескопа с диаметром главного зеркала 3120 мм разработана мультисопряжённая адаптивная система, которая позволит исправлять качество регистрируемых изображений. Планируется, что остаточная ошибка не будет превышать 0,2″ для системы атмосфера-телескоп. На рис. 1 показана модель телескопа с размещёнными в фокусах Несмита инструментами: адаптивная оптическая система, система измерения угловых координат (астрометрический канал) и

фотометрическая система (фотометрический канал). Переключение между фокусами Несмита и, соответственно, включение каждой измерительной системы, осуществляется с помощью поворотного диагонального зеркала, обеспечивающего поочерёдный ввод излучения в один из фокусов Несмита. АОС телескопа предназначена для адаптивной компенсации искажений волнового фронта, обусловленных турбулентной атмосферой, остаточными аберрациями телескопа, неточностью углового сопровождения космических объектов и изменением кривизны принимаемого волнового фронта за счет изменения дальности до космических объектов.

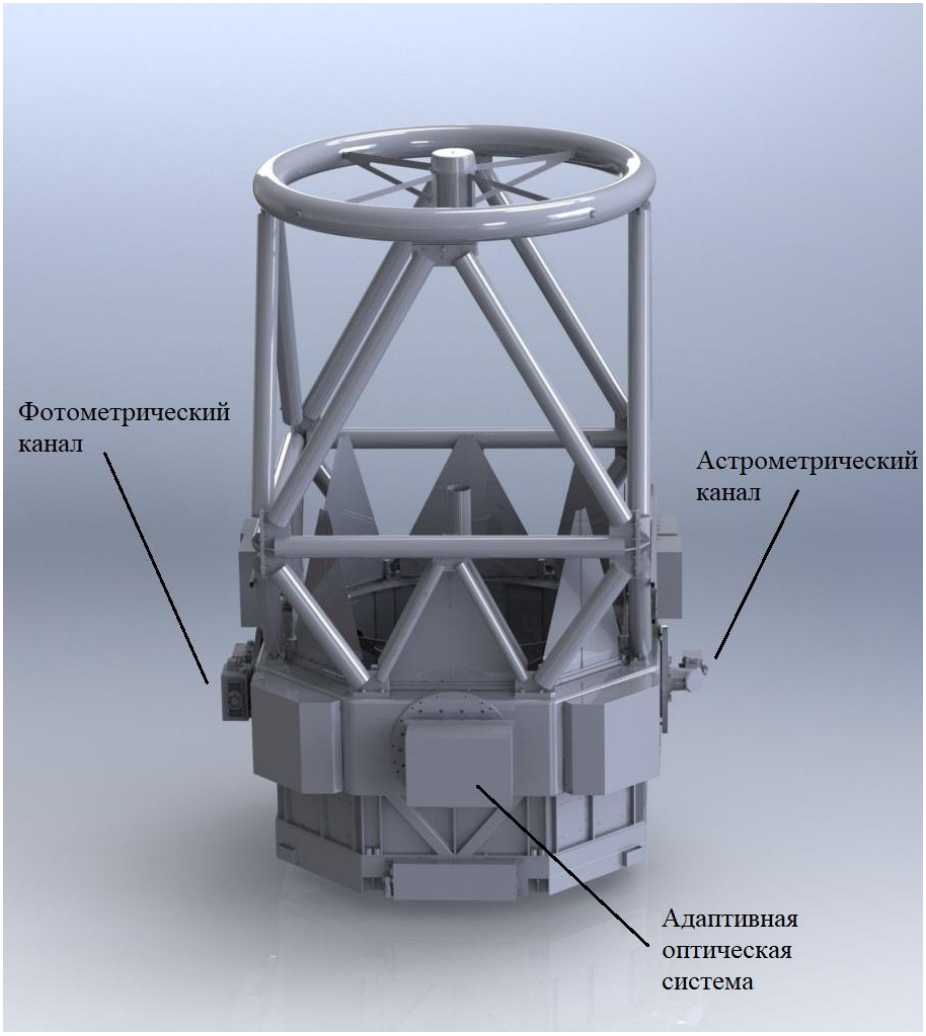


Рис. 1 Модель телескопа

Главное зеркало (ГЗ) телескопа представляет собой деформируемый равнотолщинный мениск, форма которого изменяется благодаря системе активных разгрузок, подобно зеркалу телескопа NTT [8]. Такая система носит название активной оптики [8, 9], с её помощью можно скомпенсировать деформации рабочей поверхности зеркала, обусловленные действием силы тяжести, термические деформации и некоторые ошибки изготовления. Изображение в астрометрическом и фотометрическом каналах будет корректироваться за счёт действия активной оптики, поэтому влияние атмосферной турбулентности в этих каналах останется нескомпенсированным. В соответствии с назначением каждой измерительной системы, к ним предъявляются разные требования к качеству изображения. В основной системе – *RMS* пятна рассеяния не должно превышать дифракционного пятна радиусом 19 мкм по всему полю зрения. Поле зрения астрометрического канала больше, потому не удаётся скомпенсировать влияние комы и допускается ухудшение *RMS* пятна рассеяния до 40 мкм на краю поля. Для фотометрической системы допускается ухудшение *RMS* пятна рассеяния до 22 мкм на краю поля.

В настоящей работе представлены результаты моделирования основной оптической системы телескопа и варианты оптической системы, дополненной оптико-механическими блоками астрометрического и фотометрического каналов, с учётом турбулентной атмосферы. При моделировании не были учтены деформации зеркала под действием силы тяжести (без разгрузок и с разгрузками). Можно считать, что моделирование проводилось для зенитного положения телескопа. Ухудшение качества изображения, даваемого телескопом, приводит к снижению проницающей способности телескопа. В данной работе предпринята попытка оценить, во-первых, какой из факторов – деформации рабочей поверхности ГЗ или турбулентная атмосфера – оказывают большее влияние на качество изображения, даваемое телескопом в различных каналах. Во-вторых, оценить, насколько совокупное действие двух факторов может снизить проницающую способность телескопа.

ОПИСАНИЕ СОСТОЯНИЯ АТМОСФЕРЫ

Для описания влияния атмосферной трассы был выбран параметр Фрида – атмосферный радиус когерентности плоской волны. В худшем случае, при котором ещё проводятся наблюдения, при разрешении системы атмосфера-телескоп в отсутствие адаптивной коррекции $\alpha = 2''$, что вполне соответствует состоянию атмосферы в месте наблюдений [7], радиус атмосферной когерентности может быть определён по формуле [10]

$$r_0 = \frac{0{,}98\lambda}{\alpha}. \quad (1)$$

Дисперсия фазы, обусловленная атмосферной когерентностью, может быть определена как остаточная ошибка в отсутствие коррекции по модели остаточной ошибки коррекции волнового фронта Цернике-Колмогорова [11, 12]

$$\langle \phi^2 \rangle = \Delta_1 = 1{,}0299 \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}, \quad (2)$$

где D – диаметр апертуры телескопа, который в данном случае равен 3,12 м.

Среднеквадратическое отклонение (СКО) поверхности волнового фронта, обусловленное турбулентной атмосферой можно определить, как

$$RMS_{WF} = \sqrt{\langle \phi^2 \rangle}/k = \sqrt{\Delta_1}/k, \quad (3)$$

где k – волновое число.

Тогда на длине волны $\lambda = 0{,}6328$ мкм получим предельно допустимые значения параметров при разрешении системы атмосфера-телескоп в отсутствии адаптивной коррекции: r_0 = 6,3 см (типичное значение радиуса атмосферной когерентности для случая сильной турбулентности); соответствующее RMS_{WF} = 5 мкм.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Для оценки влияния турбулентности на проницающую способность телескопа и двух измерений каналов, фотометрического и астрометрического, было проведено моделирование атмосферной турбулентности в программе оптического проектирования *Zemax*. Атмосферная турбулентность задаётся как случайные искажения волнового фронта, для моделирования выбран предельный случай – атмосферное размытие не превышает $2''$ для системы атмосфера-телескоп. В модели также задаются деформации рабочей поверхности главного зеркала. Форма поверхности задаётся с помощью полиномов Цернике, коэффициенты при

соответствующих полиномах генерируются случайным образом в пределах допустимой величины остаточных аберраций.

Симуляцию турбулентной атмосферы было решено реализовать с помощью полиномов Цернике, причём использовать случайное распределение коэффициентов при полиномах, которые имитируют отклонения волнового фронта. Для создания случайного распределения коэффициентов при полиномах Цернике использовалась система допусков (*Tolerance*) – это встроенный инструмент в *Zemax*, позволяющий учитывать допуска на различные параметры и характеристики оптических систем и компонентов. На рис. 2 представлено окно параметров *Tolerance Data Editor*, в котором указаны: *TEZI* – операнд, учитывающий допуски на отклонения поверхности в виде специальной поверхности *Zernike Standard Sag*; *Surf* – номер поверхности; *max#* и *min#* – количество желаемых для расчёта полиномов; *min* и *max* – диапазон допуска среднеквадратичного отклонения поверхности. Как правило, данный метод используется для моделирования непосредственно оптических поверхностей [13]. Однако он может применяться и для моделирования поверхности волнового фронта с поправкой: деформация волнового фронта вдвое больше соответствующей деформации отражающей поверхности. Количество анализируемых коэффициентов Цернике было выбрано таким образом, чтобы учесть только высокочастотные отклонения волнового фронта, так как маловероятно, что атмосферные искажения вносят аберрации низших порядков. Исходя из этих соображений, генерировались коэффициенты от 36 до 127 включительно.

Tolerance Data Editor

Edit Tools View Help

Oper #	Type	Surf	Max#	Min#	Nominal	Min	Max
1: TEZI	TEZI	2	127	36	0.000	-2.500E-003	2.500E-003

Рис. 2. Окно параметров *Tolerance Data Editor*

Коэффициенты Цернике генерируются с применением метода Монте-Карло. Перед началом работы можно задать число генерируемых и отображаемых вариантов поверхностей. В процессе моделирования на каждом цикле генерации в программе просчитывалось 20 вариантов распределения коэффициентов при полиномах Цернике. Использование алгоритма *Ray Aiming* [14] позволяет получать значения с маленьким разбросом. После завершения предварительных расчётов создаётся поверхность *Zernike Standard Phase* с рассчитанными коэффициентами. На рис. 3 показан вид окна, в котором задаются параметры поверхности *Zernike Standard Phase*.

Extra Data Editor

Edit Solves Tools View Help

Surf:Type		Zernike 36	Zernike 37	Zernike 38	Zernike 39	Zernike 40
OBJ	Standard					
1	Standard					
2	Zernike S..	9.974E-005	4.995E-004	3.418E-004	-2.433E-004	1.059E-004

Рис. 3. Окно поверхностей

В результате расчёта для каждого канала телескопа было выбрано по 10 моделей поверхности волнового фронта со случайным распределением деформаций, при этом *RMS* волнового фронта всегда оставалось постоянным и равным 5 мкм. Для каждого случая деформации волнового фронта трассировка даёт различные результаты *RMS* пятна рассеяния, которые затем усреднялись, так как при временах накопления, превышающих характерное время замороженности атмосферы, происходит усреднение размера пятна.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Оценка влияния турбулентной атмосферы на систему Кассегрена

При моделировании и анализе качества изображения нет необходимости имитировать диагональное зеркало, так как оно не вносит аберраций. Поэтому анализ качества изображения проводился в фокусе Кассегрена. Система Кассегрена состоит из главного и вторичного зеркал. На рис. 4 представлена 3D-модель системы с ходом лучей. Поле зрения основной оптической системы 3′×3′.

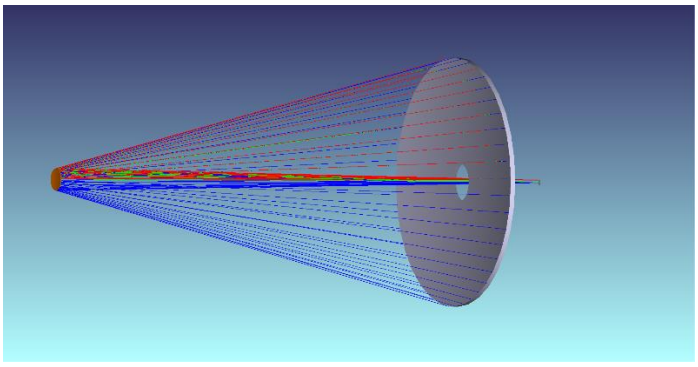


Рис. 4. 3D-модель системы Кассегрена с ходом лучей

При оценке влияния турбулентности на характеристики системы учитывались ранее рассчитанные параметры качества атмосферы r_0 = 6,3 см, RMS_{WF} = 5 мкм.

На рис. 5 в качестве примера получаемых диаграмм представлены диаграммы кружков рассеяния безаберрационной системы Кассегрена при разных угловых полях: центр поля, зона 0,7ω и край поля зрения. Черным кружком обозначены размеры диска Эйри.

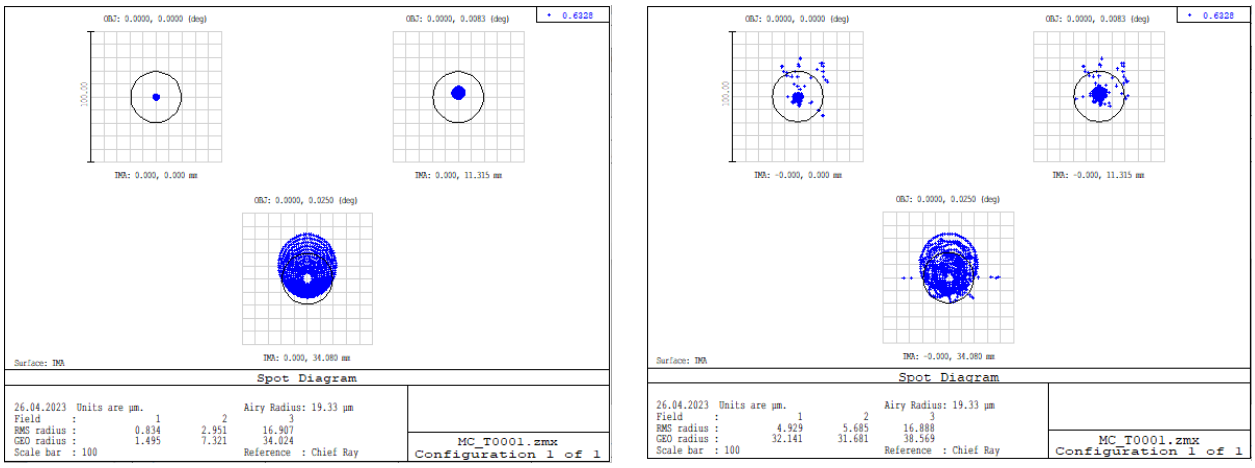


Рис. 5. Диаграммы кружков рассеяния без учёта (слева) и с учётом (справа) влияния турбулентности

Как и ожидалось, наличие турбулентности приводит к размытию кружков рассеяния и, соответственно, к ухудшению проницающей способности телескопа. Для оценки ухудшения энергетических характеристик телескопа был взят параметр звёздной величины. Данную оценку можно произвести по формуле Погсона [15], приведенной к виду

$$\Delta m = m_2 - m_1 = -2{,}5 lg \frac{r_2^2}{r_1^2}, \qquad (4)$$

где Δm – ухудшение звёздной величины (снижение проницающей способности), m_2 и r_2 – звёздная величина и размер кружка рассеяния при наличии в модели турбулентности

атмосферы, m_1 и r_1 – звёздная величина и размер кружка рассеяния без учёта в модели турбулентности атмосферы. Усреднённые результаты сведены в табл. 1.

Астрометрический канал

Астрометрический канал предназначен для измерения угловых координат космических объектов. Для работы телескопа в астрометрическом канале необходимо перебросить фокальную плоскость телескопа в плоскость регистрации изображения астрометрического канала и увеличить поле зрения. Для этого в одном из фокусов Несмита монтируется оптико-механический блок, который обеспечивает поле зрения 7′×7′ (рис. 6). При этом качество изображения ухудшается с 0,8 мкм до 16,0 мкм в центре поля.

Как было сказано выше, при моделировании диагональное не вносит аберраций, поэтому оптико-механический блок астрометрического канала показан в фокусе Кассегрена, а не Несмита.

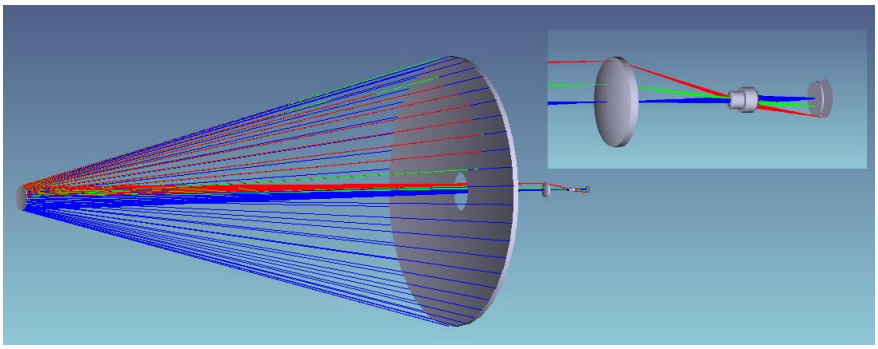


Рис. 6. 3D-модель телескопа с астрометрическим каналом

На рис. 7 представлены диаграммы кружков рассеяния безаберрационной системы Кассегрена при разных угловых полях: центр поля, зона 0,7ω и край поля зрения.

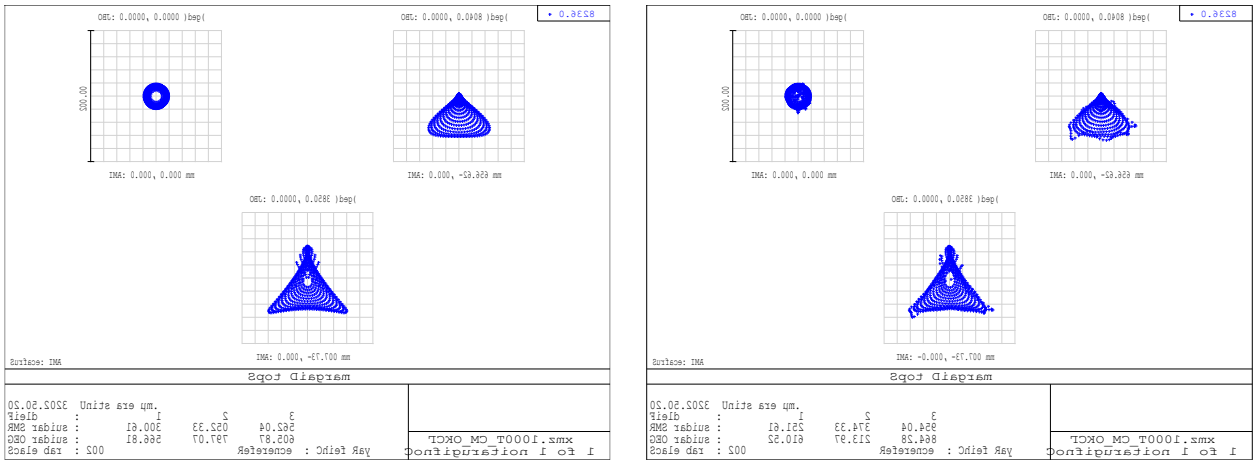


Рис. 7. Диаграммы кружков рассеяния без учёта (слева) и с учётом (справа) влияния турбулентности: астрометрический канал

Фотометрический канал

Фотометрический канал предназначен для измерения блеска космических объектов. Оптико-механический блок фотометрического канала редуцирует поле зрения до 2′×2′ (рис. 8). При этом качество изображения ухудшается с 0,8 мкм до 16,6 мкм в центре поля. Примеры точечных диаграмм, получаемых в фотометрическом канале, показаны на рис. 9.

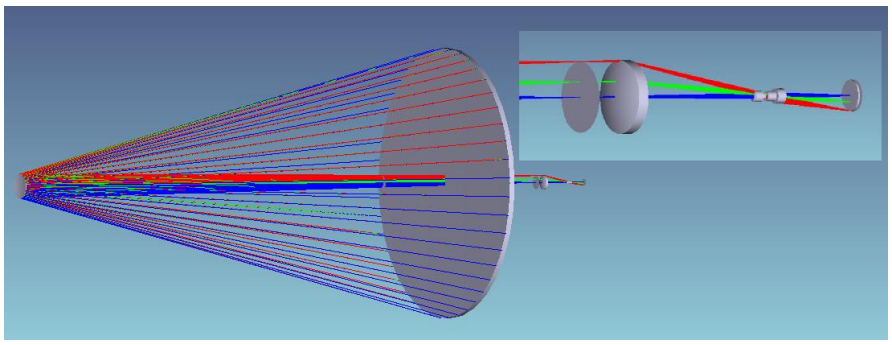


Рис. 8. 3D-модель телескопа с фотометрическим каналом

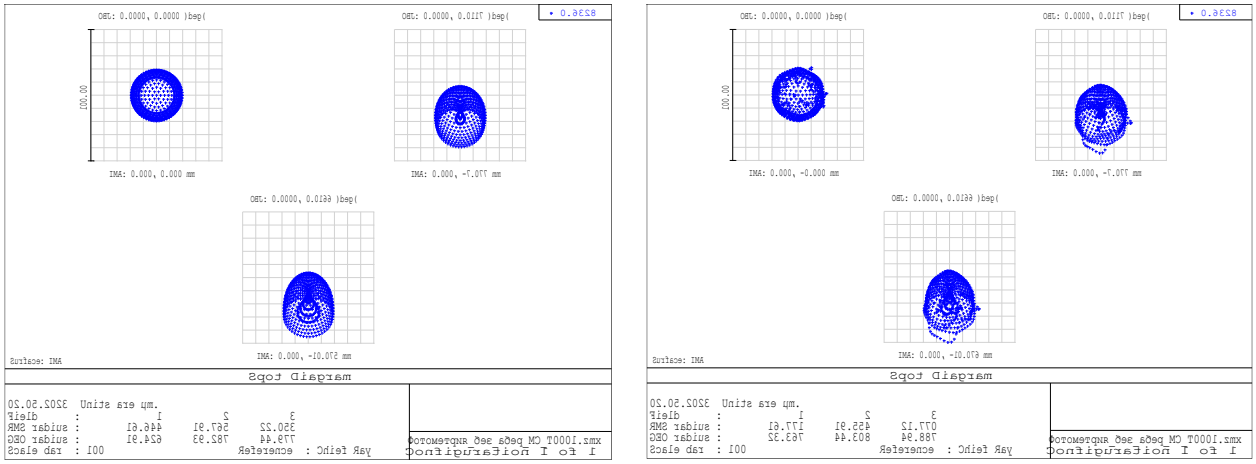


Рис. 9. Диаграммы кружков рассеяния без учёта (слева) и с учётом (справа) влияния турбулентности: фотометрический канал

В табл. 1 представлены результаты расчёта ухудшения звёздной величины в безаберрационной системе Кассегрена и в случае, если поверхность главного зеркала телескопа деформирована в пределах *RMS* λ/40 (низкочастотные составляющие) для центра поля зрения, на зоне и на краю поля.

Табл. 1. Результаты расчёта ухудшения звёздной величины при учёте атмосферных искажений. В таблице обозначены: АК – астрометрический канал, ФК – фотометрический канал

Качество поверхности ГЗ и поле зрения		*RMS* кружка рассеяния, мкм			Δm		
		Кассегрен	АК	ФК	Кассегрен	АК	ФК
Идеальное ГЗ	0′	6,825	16,233	16,910	-4,53	-0,04	-0,03
	0,7ω	10,958	31,095	19,780	-0,61	-0,02	-0,02
	ω	17,869	40,223	22,002	-0,27	-0,13	-0,10
ГЗ с аберрациями в пределах допуска	0′	14,350	18,047	18,512	-0,23	-0,08	-0,15
	0,7ω	18,949	33,600	23,578	-0,12	-0,07	-0,10
	ω	25,055	41,582	26,219	-0,08	-0,13	-0,26

В табл. 2 представлены результаты расчёта изменения звёздной величины при коррекции турбулентности атмосферы адаптивной оптической системой (АОС). Как можно увидеть, АОС практически полностью восстанавливает качество изображения.

В среднем учёт атмосферной турбулентности приводит к снижению проницающей способности на $0{,}1^m$-$0{,}2^m$ в астрометрическом и фотометрическом каналах. Исключение составляют результаты, полученные для фокуса Кассегрена. Рассчитанное снижение проницающей способности в центре поля зрения на $4{,}5^m$ объясняется тем, что в идеальной системе без учёта действия атмосферной турбулентности значение *RMS* кружка рассеяния составляет 0,8 мкм, что даже меньше дифракционного предела. В реальной системе подобное

качество недостижимо, поэтому снижение звёздной величины вряд ли будет столь значительно. Для зоны и края поля зрения размеры кружков рассеяния на порядок больше, чем в центре, поэтому влияние турбулентности не столь ощутимо. Качество изображения, даваемое в астрометрическом и фотометрическом каналах заведомо хуже, чем в основном, поэтому влияние атмосферной турбулентности на снижение проницающей способности не так выражено.

Табл. 2. Результаты расчёта для идеальной ОС при выключенной и включенной АОС

Поле зрения	*RMS* кружка рассеяния без турбулентной атмосферы, мкм	*RMS* кружка рассеяния с турбулентной атмосферой, АОС выключена, мкм	Δm	*RMS* кружка рассеяния с турбулентной атмосферой, АОС включена, мкм	Δm
0′	0,835	6,825	-4,53	1,038	-0,47
0,7ω	8,218	10,958	-0,61	9,040	-0,21
ω	15,717	17,869	-0,27	16,949	-0,16

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе результаты моделирования оптической системы телескопа с некоторыми измерительными каналами показали, что деформации поверхности ГЗ телескопа в значительной степени влияют на качество даваемого изображения в большей степени, нежели турбулентная атмосфера. Наличие сильной атмосферной турбулентности (r_0 = 6,3 см) приводит к снижению проницающей способности на $0{,}1^m$ – $0{,}2^m$ в измерительных каналах и на $0{,}3^m$ – $0{,}6^m$ в фокусе Кассегрена. Применение АОС позволяет уменьшить влияние атмосферы и обеспечивает снижение проницающей способности в фокусе Кассегрена не более чем на $0{,}2^m$. Полученные значения не сказываются на качестве результатов. Для лучших условий наблюдения влияние турбулентной атмосферы будет ещё менее значительным.

Следует помнить, что все оптические элементы системы, кроме ГЗ, заданы с идеальными поверхностями и в номинальных расчётных положениях. Иными словами, в модели не были учтены допуски на форму и положение оптических деталей. Поэтому в дальнейшем планируется дополнение модели в двух направлениях. Во-первых, задание отклонений на форму и положение всех оптических элементов в пределах расчётных значений. Во-вторых, моделирование с учётом деформаций ГЗ телескопа на различных углах места без учёта и с учётом действия системы активных разгрузок. Это позволит оценить степень влияния тех или иных факторов на результирующее качество изображения и проницающую способность телескопа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Beltramo-Martin O., Fétick R., Neichel B., Fusco T.** Joint estimation of and instrumental defects using a parsimonious point spread function model. On-sky validation using state of the art worldwide adaptive-optics assisted instruments // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 643. A58. 15 pp. DOI: 10.1051/0004-6361/201937076.
2. **Schirmer M., Garrel1 V., Sivo G., Marin E., Carrasco E.R.** Multi-conjugated adaptive optics imaging of distant galaxies - a comparison of Gemini/GSAOI and VLT/HAWK-I data // MNRAS 000. 2017. P. 1–7. DOI: 10.1093/mnras/stx2010.
3. **Chauvin G., Faherty J., Boccaletti A., Cruz K., Lagrange A.-M., Zuckerman B., Bessell M. S., Beuzit J.-L., Bonnefoy M., Dumas C., Lowrance P., Mouillet D., Song I.** Deep search for companions to probable young brown dwarfs. VLT/NACO adaptive optics imaging using IR wavefront sensing // Astronomy & Astrophysics. 2012. Vol. 548. A33. 5 pp. DOI: 10.1051/0004-6361/201219446.

4. **Wittkowski M., Kervella P., Arsenault R., Paresce F., Beckert T., G. Weigelt** VLTI/VINCI observations of the nucleus of NGC 1068 using the adaptive optics system MACAO // Astronomy & Astrophysics. 2004. Vol. 418. P. L39-L42. DOI: 10.1051/0004-6361:20040118.
5. **Martin F., Tokovinin A., Ziad A., Conan R., Borgnino J., Avila R., Agabi A., Sarazin, M.** First statistical data on wavefront outer scale at La Silla observatory from the GSM instrument // Astronomy &Astrophysics.1998. Vol. 336. P. L49-L52.
6. **Lardiere O., Andersen D., Bradley C., Blain C., Gamroth D., Jackson K., Lach P., Nash R., Oya S., Pham L., Veran J.-P., Correia C.** Current status of Raven, a MOAO science demonstrator for Subaru // Third AO4ELT Conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes. 2013. 8 pp. DOI: 10.12839/AO4ELT3.15991.
7. **Горчаковский С.Н., Гришин Е.А., Иншин П.П., Новиков С.Б., Симонов Г.В., Шаргородский В.Д.** Новая аппаратура для высокоточных наблюдений космических объектов: первые результаты измерений и перспективы развития Алтайского оптико-лазерного центра // Электромагнитные волны и электронные системы. 2007. Т. 12, № 7. С. 15-19.
8. **Wilson R.N.** The history and development of the ESO active optics systems // The Massenger. 2013. No. 113. P. 2-9.
9. **Теребиж В.Ю.** Современные оптические телескопы. М.: Физматлит, 2007. 80 с.
10. **Токовинин А.В.** Учебное пособие по адаптивной оптике обсерватории Серро-Тололо / Перевод Д.Ю. Цветкова, научное редактирование С.А. Потанина. – URL: http://www.astronet.ru/db/msg/1205112/intro.html. Дата обращения: 02.02.2023.
11. **Fried D.L.** Statistic of a geometric representation of wavefront distortion // J. Opt. Sos. Am. 1965. Vol. 55. No. 11. P. 1427-1435.
12. **Noll R.J.** Zernike polynomials and atmospheric turbulence // J. Opt. Sos. Am. 1976. Vol. 66. No. 3. pp. 207-211.
13. **Kim N.-H.** How to model an adaptive optical system // База знаний пользователей Zemax: [сайт]. – URL: How to model an adaptive optical system – Knowledgebase (zemax.com). Дата обращения: 22.03.2023.
14. **Kim N.-H.** How to use Ray Aiming // База знаний пользователей Zemax: [сайт]. – URL: https://support.zemax.com/hc/en-us/articles/1500005486881-How-to-use-Ray-Aiming. Дата обращения: 22.03.2023.
15. **Звёзды /** Ред.-сост. В.Г. Сурдин. Изд. 2-е. испр. и доп. М.: Физматлит, 2009. 428 с.

Pechinskaya O.V.[1], Prozorovskaya A.A.[2], Makashov M.A.[2], Gorchakovskiy S.N.[2]

[1] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru
[2] JSC "Research-and-Production Corporation "Precision Systems and Instruments", Russia, 111024, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 53, E-mail: prozoana@gmail.com

INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERIC TURBULENCE INFLUENCE ON THE INFORMATION TELESCOPE ENERGY CHARACTERISTICS

ABSTRACT

At present, an information telescope with 3120 mm aperture is being built in Russia. The telescope is planned to be equipped with equipment for photometric and astrometric measurements, a speckle interferometer, and an adaptive system. In the present work is analyzed the decrease in the penetrating power of the telescope depending on the turbulence atmosphere and residual aberrations.

The paper describes a numerical model of a telescope with measuring branches both the ideal optical system and considering residual aberrations. The penetrating power dependence for the Cassegrain and Nasmith focus is analyzed. In the simulation, atmospheric turbulence was created using a random distribution of coefficients for Zernike polynomials in the optical design program Zemax. Obtained results will help to determine the atmospheric turbulence influence on the telescope energy characteristics in the calculated measurement branches.

ATMOSPHERIC TURBULENCE, TELESCOPE, ZERNIKE POLYNOMIALS, WAVE FRONT, MAGNITUDE, SCATTERING SPOT

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 543.452, 681.785.2

Бадеев В.А.[1], Мурашкина Т.И.[1], Шачнева Е.А.[2]

[1] *Пензенский государственный университет, Россия, 440026, Пенза, Красная ул., 40, E-mail:timurashkina@mail.ru*
[2] *Российский технологический университет МИРЭА, Россия, 119454, Москва, Вернадского просп., 78, стр.4, E-mail: e_shachneva@mail.ru*

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ МОНИТОРИНГА ЖИДКОСТНЫХ СРЕД

АННОТАЦИЯ

В статье обосновано применение оптических методов определения качества жидкостных сред, среди которых наибольшее распространение получили рефрактометрические способы, основанные на измерении коэффициентов преломления. Известные способы измерения показателя преломления жидкостных сред требуют существенных аппаратных и временных затрат, имеют низкую воспроизводимость результатов измерений. Разработана концепция экспресс-мониторинга качества жидкостных сред в системах жизнеобеспечения, в соответствии с которой предложен новый волоконно-оптический рефрактометрический способ, применение которого способствует ускорению процесса мониторинга до 5…20 секунд.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ, МОНИТОРИНГ, ЖИДКОСТНАЯ СРЕДА, ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ТРУБКА, ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Находясь на борту космического летательного аппарата (КЛА), космонавт находится в замкнутом пространстве, в котором необходимо создать условия для обитания и работы в течение всего полета. Для этого на КЛА установлены системы жизнеобеспечения (СЖО), среди основных функций которых является подача жидкости, потребляемой человеком, а также удаление жидкости, образуемой в процессе его жизнедеятельности [1]. Для исключения воздействия на организм космонавта электромагнитного излучения элементов СЖО рассматриваются вопросы применения вместо электрических средств измерения волоконно-оптических [2, 3]. Так как на борту КЛА необходимо следить за состоянием здоровья космонавтов, то стоит задача мониторинга качества жидкостных сред в СЖО.

Такие же проблемы, особенно в последнее время под влиянием пандемии, решаются и при создании систем жизнеобеспечения в медицинских учреждениях. От качества жидкостей систем жизнеобеспечения в реабилитационных помещениях медучреждений порой зависит жизнь пациента.

В последнее время приобретают особое значение оптические способы диагностики в видимом, ближнем инфракрасном и ультрафиолетовом спектрах [4,5].

Несмотря на остроту проблемы в системе ЕГИСУ НИОКТР по тематике, близкой к рассматриваемой, выявлено только две работы: «Прецизионная рефрактометрия жидких сред на основе резонансных межмодовых взаимодействий в деформированных волоконных световодах» (Рег. номер: 01201169486) и «Микроструктурированные оптические волноводы для определения концентрации и показателя преломления растворов белков» (Рег. номер: АААА-А19-119120390073-6).

В первом случае разрабатываются физические основы прецизионной рефрактометрии жидких сред на основе резонансных межмодовых взаимодействий в деформированных оптических волокнах (ОВ), на основе возбуждения в изогнутом ОВ модами шепчущей галереи поверхностного плазмонного резонанса на внешней границе оболочки ОВ, регистрации спектральных характеристик резонатора Фабри – Перо с применением волоконных брэгговских решеток в деформируемом ОВ. Необходимость использования деформации ОВ резко снижает надежность устройства, реализующего способ, а также исключает воспроизводимость результатов измерений при корпусировании оптического деформируемого волокна от образца к образцу, что сведет к нулю все достоинства данного метода при его практической реализации.

Во втором случае результаты исследований используются при создании новых систем для быстрого анализа для спектральных измерений показателя преломления жидкостей. Но спектральный анализ предполагает достаточно сложную практическую реализацию новых систем диагностирования, а применение микроструктурированных оптических волноводов резко удорожает эти системы.

Из оптических способов наибольшее распространение получили рефрактометрические способы определения типов жидкости по коэффициентам преломления.

Известен ряд рефрактометрических способов определения коэффициента преломления жидкости [6-9]. В частности, в работе [6] способ определения коэффициента преломления жидкости основан на использовании зависимости показателя преломления бинарной смеси (состоящей из растворителя и исследуемого компонента), которую заливают в тонкостенную призматическую кювету или в призматическую выемку в материале с известным коэффициентом преломления и по углу отклонения луча определяют искомый коэффициент преломления. Но точность измерения невысокая, так как, например, если в воде с коэффициентом преломления 1,33 растворить хлорид натрия (30 %), то коэффициент преломления должен составить 1,37; разность коэффициентов в 0,04 зарегистрировать с высокой точностью можно только, используя сложные аппаратные средства, не подходящие для точного экспресс-анализа. Кроме того, трудно определить или обеспечить процентное соотношение растворяемых веществ, что существенно влияет на значение показателя преломления исследуемой жидкости. Но, пожалуй, самый главный недостаток – это большое время проведения измерений, обусловленной сложными алгоритмами их реализации. Этот недостаток относится к большинству известных рефрактометрических способов измерения [6-9].

Поэтому разработка теоретических основ преобразования оптического потока в волоконно-оптической системе микросенсоров, реализующих новый рефрактометрический способ экспресс-мониторинга качества жидкостных сред в СЖО, представляет собой актуальную научно-техническую задачу.

Цель работы – разработка волоконно-оптического рефрактометрического способа измерения для экспресс-мониторинга (в течение 5…20 с) качества жидкостных сред, прозрачных для видимого и ИК-излучения, в СЖО.

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

Концепция экспресс-мониторинга качества жидкостных сред базируется на следующих положениях:

1) качество природных и техногенных жидкостей (в том числе, биожидкостей) можно определять по изменению их коэффициента преломления при расположении жидкости в прозрачной для ИК-излучения микротрубке, расположенной в разрыве волоконно-оптического тракта;
2) в качестве базовых элементов системы мониторинга качества жидкостных сред применяются инфракрасные волоконно-оптические рефрактометрические микросенсоры (ВОРМС);
3) параметры жидкости определяют конструктивно-технологические, метрологические и эксплуатационные характеристики ВОРМС;
4) для повышения точности измерения коэффициентов преломления жидкости осуществляется двухканальное преобразование оптических сигналов, при котором осуществляется деление светового потока на два и более потока с помощью верхней и нижней половины цилиндрической прозрачной для ИК-излучения трубки;
5) учитывается пространственное распределение мощности оптического сигнала на выходе подводящих оптических волокон (ПОВ) в виде полого усеченного конуса, а преобразования оптического сигнала осуществляются в зоне с равномерным распределением освещенности в поперечном сечении волоконно-оптического микроканала (рис. 1) [4,10].

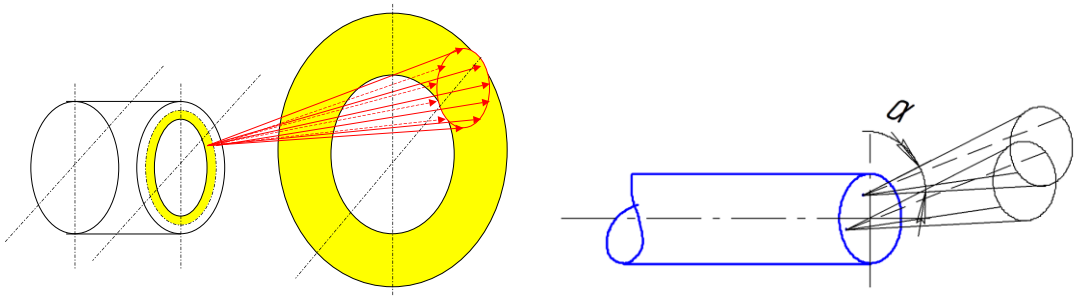


Рис.1. Распространение света с каждой точки излучательного торца ПОВ

Интенсивность I_{Xi} определяется по формуле [4]:

$$I_{X_i} = \frac{B\sin^2\Theta_{NA}\cos^2\Theta_{NA}}{X_i^2}. \qquad (1)$$

Для поперечных сечений зоны измерений, указанных на рис. 2, распределение интенсивности в зависимости от расстояния X_i между ОВ и оптико-модулирующим элементом (ОМЭ) будет иметь вид, приведенный на рис. 3.

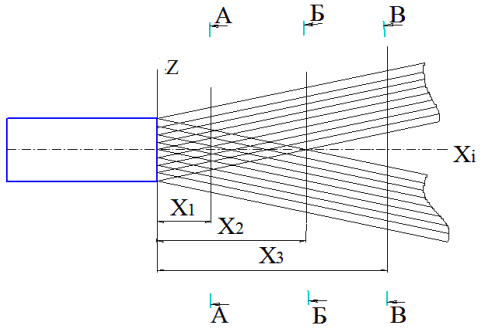


Рис. 2. Геометрические построения к определению распределения интенсивности в микро-оптическом канале датчика

В соответствии с рис. 3 целесообразно располагать ОМЭ волоконно-оптического микросенсора в дальней зоне дифракции.

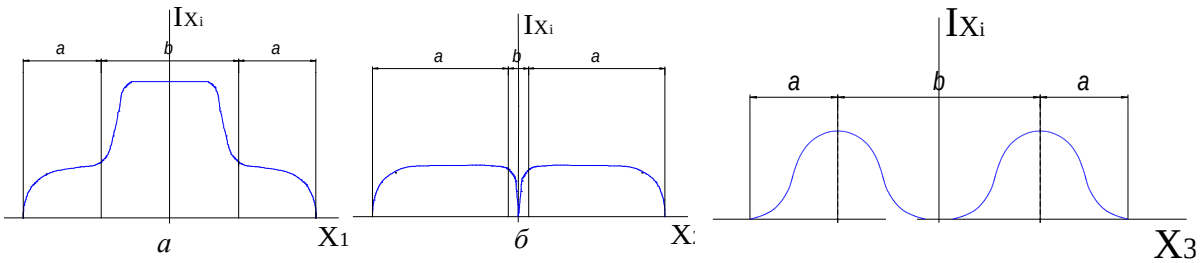


Рис. 3. Графическая модель распределения интенсивности в сечениях светового пучка в дальней зоне дифракции в зависимости от X_i: *а* – сечение А-А; *б* – сечение Б-Б; *в* – сечение В-В

РЕЗУЛЬТАТЫ

Новый способ заключается в следующем [11]. С помощью ИК-светодиода формируется световой поток Φ_0, который выходит под постоянным апертурным углом оптического волокна Θ_{NA} с излучающего торца ПОВ 6 в виде полого конуса [4] в направлении ОМЭ в виде цилиндрической прозрачной трубки 1 с жидкостью, коэффициент преломления которой определяется (рис. 4). Световой поток падает поочередно на первую и вторую боковые цилиндрические поверхности прозрачной трубки 1 с жидкостью, коэффициент преломления которой измеряется. При этом лучи света преломляются на границах разделов сред: «воздух - материал трубки», «материал трубки - жидкость», «жидкость - материал трубки», «материал трубки - воздух» в соответствии с законом Снеллиуса (см. рис. 4). После выхода с поверхности трубки лучи падают на приемные торцы ООВ 7 и 8 под углом $\Theta_{ВХ}$, зависящим от коэффициентов преломления и соотношения размеров всех сред микро-оптического канала.

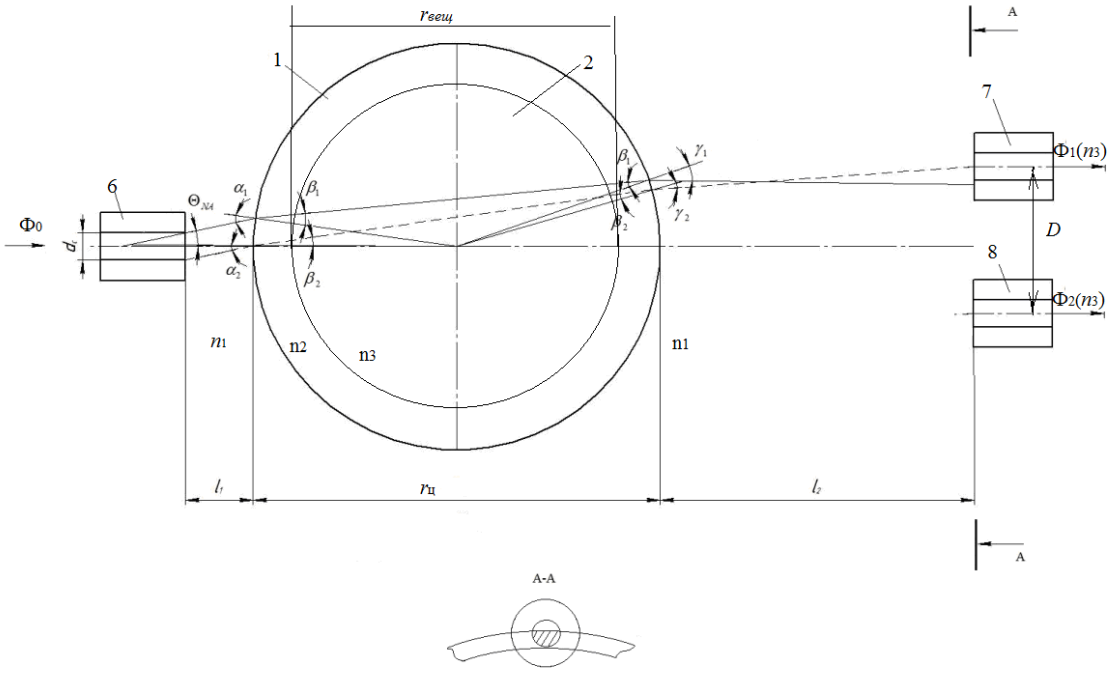
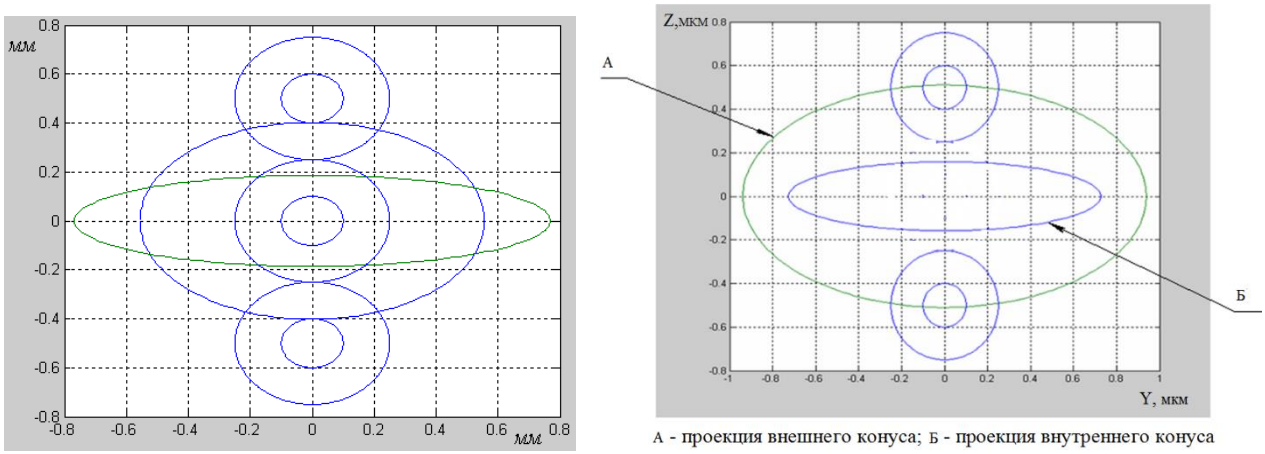


Рис. 4. Графические построения для определения коэффициента преломления жидкости, расположенной в цилиндрической трубке

В плоскости расположения ООВ наблюдается изображение излучающего торца ПОВ 6, которое определенным образом пересекает торцы ООВ 6 и 7. В зависимости от коэффициента преломления жидкости изображение меняет свой контур, что, в свою очередь, ведет к изменению площади перекрытия приемных торцов ООВ 6 и 7 световым пятном и, соответственно интенсивности светового потока с выхода ООВ (рис. 5).



А - проекция внешнего конуса; Б - проекция внутреннего конуса

Рис. 5. Изображение излучающего торца ПОВ в плоскости расположения приемных торцов ООВ

Для реализации способа необходимо чтобы:

1) трубка была прозрачной для ИК-излучения;

2) коэффициент преломления материала, из которой изготовлена трубка, должен быть больше коэффициента преломления жидкости для того, чтобы не проявился эффект полного внутреннего отражения;

3) выполнялись условия [11]:

$$\Theta_{\text{ВХ}} \approx \psi + \arcsin[\frac{(l_2 + \frac{2r_{\text{С}}}{tg\Theta_{\text{NA}}})\sqrt{2(1-\cos\psi)}}{r_{\text{Ц}}}] \le \Theta_{NA},$$

где

$$\psi = f(\Theta_{NA}, n_1, n_2, n_{ж}, r_{Ц}, r_{ж});$$

$$l_2 = \frac{\cos\Theta_{\text{NA}}(4r_{\text{С}} + r_{\text{Ц}} tg\Theta_{\text{NA}})}{\sin\Theta_{\text{NA}}} - r_{\text{Ц}}.$$

4) для увеличения освещенности торцов ООВ и их равномерного освещения ПОВ 6 располагался перед трубкой 1 на расстоянии двух дистанций формирования L_{Φ} [6]:

$$2L_{\Phi} = l_1 = \frac{2r_{\text{с}}}{tg\Theta_{\text{NA}}}.$$

5) чтобы при калибровке устройства, реализующего способ, использовались жидкости с коэффициентом преломлении, близким к коэффициенту преломления материала трубки 1 (например, пара «кварцевое стекло - глицерин»), это позволит использовать предлагаемый волоконно-оптический рефрактометрический способ для измерения коэффициентов преломления большего количества жидкостей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новый волоконно-оптический способ измерения показателя преломления жидкости позволяет:

- повысить точность измерения показателя преломления, так как снизится как инструментальная составляющая погрешности, обусловленная погрешностью взаимодействия средства измерений (измерительного преобразователя) с объектом измерений

(жидкостью, которой требуется малое количество для размещения в микротрубке), так и методическая составляющая за счет простоты реализации нового способа измерения;

- упростить процедуру юстировки оптической системы преобразователя, его реализующего;

- уменьшить массогабаритные характеристики измерительного преобразователя, его реализующего;

- проводить экспресс-измерения параметров жидкости в течение 5…20 с, так как скорость измерения определяется только временем фиксации микротрубки между оптическими волокнами и временем распространения оптического излучения от источника излучения до приемника излучения в волоконном микро-оптическом канале;

- исключить электромагнитное воздействие на результаты измерения.

Измерительные преобразователи, реализующие разработанный способ, можно использовать для экспресс-мониторинга загрязнения водной составляющей окружающей среды, а также для определения типа жидкости практически во всех отраслях народного хозяйства.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-10017.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$r_{С,}\ \Theta_{NA}$ – радиус сердцевины и апертурный угол оптического волокна;

$\alpha = 2\Theta_{NA}$ – угол при вершине конуса;

B – яркость излучения, Вт/(см^{2}ср);

X_i – расстояние от торца подводящего оптического волокна до поперечного сечения;

$n_{1,}\ n_{2,}\ n_{ж}$ – коэффициенты преломления среды между ОВ и внешней поверхностью цилиндрической трубки, материала цилиндрической трубки, жидкости внутри цилиндрической трубки;

$r_{Ц}, r_{ж}$ – внешний и внутренний радиусы цилиндрической трубки;

$\Theta_{вх}$ – угол, под которым луч падает на торец ООВ;

l_1 – расстояние от ПОВ до цилиндрической трубки;

l_2 – расстояние от цилиндрической трубки до приемных торцов ООВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Серебряков В. Н.** Основы проектирования систем жизнеобеспечения экипажа космических летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1983. 163 с.
2. **Мурашкина Т.И.** Разработка и внедрение волоконно-оптических средств измерений на летательных аппаратах – качественный скачок отечественный измерительной техники // Устройства измерения, сбора и обработки сигналов в информационно-управляющих комплексах: Тезисы докладов 1-ой Всероссийской научно-практической конференции - г. Ульяновск: УлГТУ, 2011. С.145-150.
3. **Мурашкина Т.И., Бадеева Е.А., Истомина Т.В., Истомин В.В., Шачнева Е.А., Косенок Н.Ю.** Методика моделирования волоконно-оптического датчика расхода и параметров жидкостных потоков системы жизнеобеспечения космонавтов // Медицинская техника. 2018. № 5. С. 31–34.
4. **Мурашкина Т.И., Бадеева Е.А.** Волоконно-оптические приборы и системы: Научные разработки НТЦ "Нанотехнологии волоконно-оптических систем" Пензенского государственного университета" Ч.1. СПб.: Политехника, 2018. 187 с.
5. **Волкова Г.В.** Световодный рефрактометрический датчик контроля химического состава жидких сред: Дис. ... канд. техн. наук: 05.11.13. Москва, 2004. 145 с. РГБ ОД, 61:05-5/817.

6. **Латышенко К.П.** Мониторинг загрязнения окружающей среды : учебник и практикум для среднего профессионального образования. М.: Издательство Юрайт, 2019. 375 с.
7. **Волков Р.И., Федоров Э.И.** Способ измерения показателя преломления и устройство для его реализации, патент на изобретение №2292038, МПК G 01N 21/41, дата подачи заявки – 03.09.2005, опубликовано 20.01.2007, Россия.
8. **Волков Р.И., Федоров Э.И.** Способ измерения показателя преломления и устройство для его реализации, патент на изобретение №2292038, МПК G 01N 21/41, дата подачи заявки – 31.01.2014, опубликовано 10.09.2015, Россия.
9. **Акмаров К.А., Артемьев В.В., Белов Н.П.** Промышленные рефлектометры и их применение для контроля химических производств // Приборы. 2012. № 4 (142) С. 1-8.
10. **Бадеев В.А., Шачнева Л.А., Шапетько Е.А., Мурашкина Т.И.** Применение ВОРМС при мониторинге состояния водной среды // Материалы, средства и технологии получения и обработки измерительной информации (Шляндинские чтения -2022): Материалы XIV Межудунар. науч.-техн. конф. Пенза: Изд.-во ПГУ, 2022. С.106-108.
11. **Бадеева Е.А., Бадеев В.А., Мурашкина Т.И., Серебряков Д.И., Хасаншина Н.А., Васильев Ю.А., Кукушкин А.Н.** Волоконно-оптический способ определения коэффициента преломления прозрачного вещества и реализующий его волоконно-оптический рефрактометрический измерительный преобразователь, заявка на изобретение №2021130405, МПК G 01N 21/43, дата подачи заявки - 18.10.2021, Россия.

Badeev V.A.[1], Murashkina T.I.[1], Shachneva E.A.[2]

[1] Penza State University, Russia, 440026, Penza, Krasnaya str., 40, E-mail: timurashkina@mail.ru
[2] Russian Technological University MIREA, Russia, 119454, Moscow, Vernadsky Ave., 78, p.4, E-mail: e_shachneva@mail.ru

FIBER-OPTIC REFRACTOMETRIC METHOD FOR MONITORING LIQUID MEDIA

ABSTRACT

The article substantiates the use of optical methods for determining the quality of liquid media, among which the most widespread are refractometric methods based on the measurement of refractive coefficients. Known methods of measuring the refractive index of liquid media require significant hardware and time costs, have low reproducibility of measurement results. The concept of rapid monitoring of the quality of liquid media in life support systems has been developed, according to which a new fiber-optic refractometric method has been proposed, the use of which accelerates the monitoring process to 5 ...20 seconds.

FIBER-OPTIC REFRACTOMETRIC METHOD, MONITORING LIQUID MEDIUM, CYLINDRICAL TUBE, REFRACTIVE INDEX

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Батшев В.И.[1,2], Крюков А.В.[2,1], Мачихин А.С.[1]

[1] *Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: batshev.vi@ntcup.ru*
[2] *Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр.1*

КОМПАКТНАЯ МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНАЯ КАМЕРА С ОДНОВРЕМЕННОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОДНОМ ПРИЕМНИКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Создание мультиспектральной (МС) камеры актуально, когда для классификации ограниченного перечня объектов достаточным является получение нескольких (порядка 10) спектральных изображений. В представленной МС камере реализована одновременная регистрация спектральных изображений на одном матричном приемнике излучения (МПИ), что обуславливает малые габариты и массу камеры. Это позволяет использовать ее на подвижных носителях, например, на БПЛА. Рассмотрены два варианта реализации МС камеры. В первом – оптическая система построена на основе общей афокальной системы и сравнительно простого растрового элемента, реализующего пространственное и спектральное разделение изображений на одном МПИ. Во втором – оптическая система не имеет общих оптических элементов, а спектральные изображения получаются за счет отдельных объективов, имеющих более сложные по сравнению с линзовым растром оптические схемы. Каждый из таких объективов содержит узкополосный спектральный фильтр, расположенный вблизи плоскости изображения. Второй из предложенных подходов является наиболее компактным в реализации; на его основе изготовлена МС камера, имеющая 16 спектральных каналов в диапазоне от 300 до 1064 нм. Приведены результаты ее экспериментального исследования.

МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНАЯ СЪЕМКА, БПЛА, SNAPSHOT, КОМПАКТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР

ВВЕДЕНИЕ

Методы гипер- и мультиспектральной съемки широко используются для дистанционного зондирования, экомониторинга, неразрушающего контроля и в других задачах [1, 2]. При ограниченном перечне исследуемых объектов для их классификации достаточным является получение нескольких (порядка 10) спектральных изображений. В этом случае целесообразно использовать методы МС съемки.

В данной работе описано устройство, реализующее одновременную регистрацию нескольких спектральных изображений на один МПИ. Совместная обработка всех регистрируемых цифровых изображений объекта позволит вычислить зависимость интенсивности излучения, отраженного любой наблюдаемой точкой объекта, от длины волны света. Этот подход обуславливает высокую скорость съемки и минимальные габариты устройства, а отсутствие сканирования позволяет применить такой прибор на подвижном носителе, например, на БПЛА.

Описанное в работе устройство, использует КМОП-сенсор GSENSE400BSI с разрешением 2048×2048 пикселов и размером 2”. Он выбран в первую очередь исходя из его больших габаритов, которые позволили избежать изготовления миниатюрных оптических элементов для реализации МС камеры и в то же время реализовать большое количество (16) спектральных каналов.

ВАРИАНТЫ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО ОБЪЕКТИВА

Предлагаемый многоканальный объектив формирует одновременно 16 изображений одного и того же объекта на разные участки МПИ. Ключевым элементом такого объектива является растр из 4×4=16 элементов. Рассмотрены два варианта этого объектива с различными оптическими схемами.

В **первом варианте** растровый элемент предлагается составить из наиболее простых элементов, а требуемые оптические характеристики (поле зрения, апертуру, масштаб) обеспечить за счет общей входной афокальной системы (рис. 1). Во избежание пересечений смежных изображений на одном МПИ используется полевая диафрагма (ПД) 2, размещенная в плоскости промежуточного изображения афокальной системы Кеплера 1-3; далее – растр из светофильтров 4 и растр из фокусирующих объективов 5. В системе обеспечивается прилегание изображений на МПИ 6 вплотную друг к другу при отсутствии виньетирования, изображения не перекрываются за счет использования полевой диафрагмы.

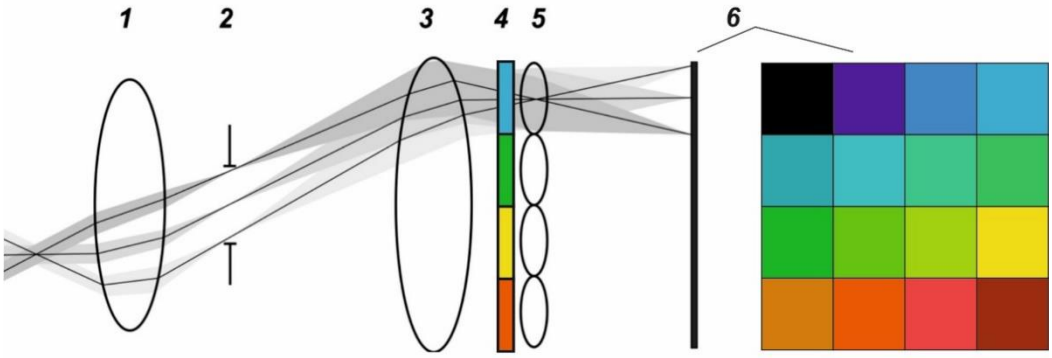


Рис. 1. Оптическая схема объектива с общим приемным каналом и растром:
1,3 – компоненты афокальной системы Кеплера; 2 – ПД; 4 – растр из светофильтров; 5 – растр из фокусирующих объективов; 6 – МПИ

Чувствительная область МПИ квадратная со стороной a, соответственно в каждом канале сторона квадратного участка МПИ, в который вписано изображение, равна $a/4$. Линзы растра 5 находятся строго напротив светофильтров мультиспектрального растра 4. Таким образом, на МПИ одновременно формируется 4×4=16 изображений одного и того же объекта, наблюдаемого с одного и того же ракурса, идентичных по всем параметрам, кроме спектрального состава излучения.

Для обеспечения высокого пространственного разрешения требуется коррекция аберраций в оптической системе. В предлагаемой схеме невозможна взаимная компенсация аберраций ее компонентов из-за смещений оптических осей объективов относительно оси афокальной системы на различные расстояния [3]. Оптимальным фокусирующим объективом представляется компонент, склеенный из двух или трех линз. Требование к самостоятельной

аберрационной коррекции растра при относительной простоте его исполнения ограничивает относительное отверстие всей системы значением порядка 1:10.

Афокальная система может быть, например, составлена из стандартных объективов. Афокальная система увеличивает габариты схемы, а при использовании УФ каналов возникают проблемы с выбором ее материалов и аберрационной коррекцией.

Поэтому предложен **второй вариант оптической системы** многоканального объектива, который подразумевает расположение полевой диафрагмы вблизи сенсора МПИ, как показано на рис. 2. Роль полевой диафрагмы здесь исполняют светофильтры 4.

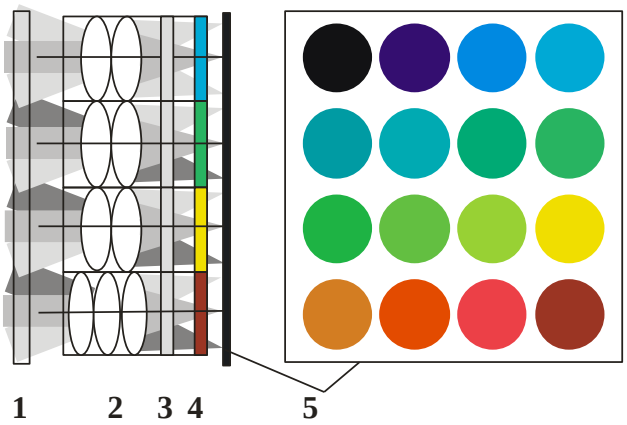


Рис. 2. Оптическая схема мультиапертурного объектива:
1 – входное окно; 2 – фокусирующий объектив спектрального канала;
3 – нейтральный фильтр; 4 – светофильтр; 5 – МПИ

В таком варианте исполнения нет общей афокальной системы, что сокращает длину объектива, но при этом для обеспечения необходимого углового поля требуется усложнение оптических схем фокусирующих объективов 2 спектральных каналов. В этой связи представляется рациональным их делать круглой апертуры и устанавливать в индивидуальных оправах.

Все объективы 2 должны обеспечивать одинаковые фокусные расстояния и угловые поля, при этом их оптическая схема может быть уникальной и содержать материалы, прозрачные в той области спектра, для которой предназначен данный спектральный канал. Относительные отверстия каналов могут различаться. Для выравнивания освещенности в разных спектральных каналах, а также для учета спектральной чувствительности МПИ 5 каждый из каналов может быть снабжен нейтральным фильтром 3. Светофильтры можно делать с круглой, как на рис. 2, или квадратной апертурой. Последняя позволяет максимально использовать площадь приемника излучения и обеспечивает максимально достижимое количество раздельно изображаемых элементов пространства предметов (максимальное пространственное разрешение изображения).

ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МУЛЬТИАПЕРТУРНОГО ОБЪЕКТИВА

Для создания МС камеры выбран второй вариант оптической системы как наиболее компактный. Спектральный диапазон чувствительности сенсора разделен на 15 спектрально неперекрывающихся каналов от 0,3 мкм до 1,06 мкм с шагом 50 нм. 16-й канал сделан широкополосным (0,4-0,8 мкм).

Рассчитаны два типа объективов с фокусным расстоянием 8 мм: четырехлинзовый для УФ (0,3 и 0,35 мкм) и трехлинзовый – для видимой и ближней ИК (0,4 – 1,06 мкм) областей спектра. Поля зрения в каждом канале составляют 40°. Относительные отверстия 1:3.5 позволяют получать спектральные изображения объектов при солнечном освещении с частотой кадров 30 Гц. Расчет объективов выполнен по методике, описанной в [4-6].

В настоящее время изготовлены объективы для диапазона 0,4 – 1,06 мкм. МС камера с этими объективами проходит испытания: измерены спектры пропускания каналов, получены изображения тестовых объектов (рис. 3).

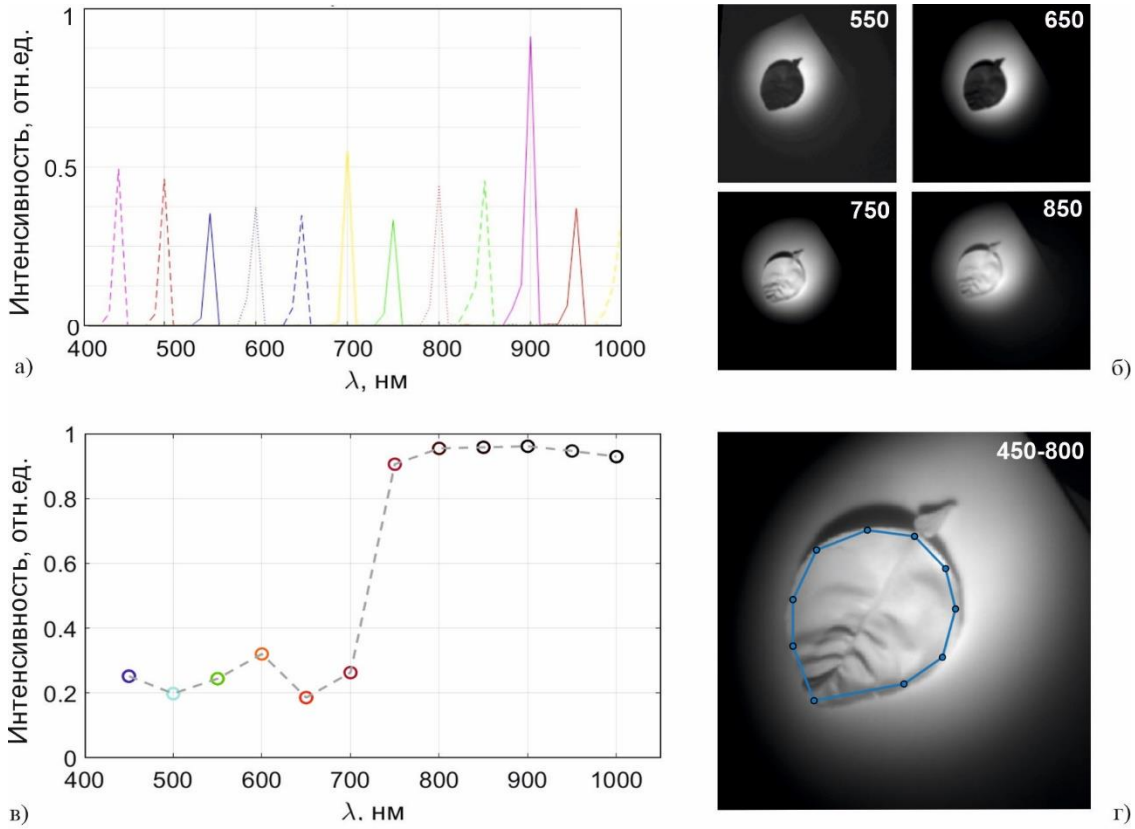


Рис. 3. Результаты эксперимента:
кривые пропускания спектральных каналов (а); спектральные (б) и широкополосное (г) изображения листа растения; усредненный по площади листа спектр отражения листа растения (в)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены варианты построения многоканального объектива МС камеры. На основе первого варианта, использующего общую входную систему и линзовый растр, может быть разработан МС модуль, встраиваемый в схему какого-либо оптического устройства, например, микроскопа. Второй вариант более подходит для разработки самостоятельного устройства, которое может использоваться, например, в задачах экомониторинга, в биомедицинских исследованиях, для диагностики состояния растений и т.п. Изготовленный макет продемонстрировал высокое качество изображения и возможность совместной обработки изображений с целью проведения спектральных измерений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chang C.-I.** Hyperspectral Data Exploitation: Theory and Applications. Wiley-Interscience, 2007. 440 p.
2. **Hagen N.A., Kudenov M.W.** Review of snapshot spectral imaging technologies // Opt. Eng. 2013. № 52(9). P. 090901

3. **Батшев В.И. и др.** Разработка мультиспектрального видеоэндоскопа для выявления постороних веществ при неразрушающем контроле труднодоступных полостей // Светотехника. 2022. № 5. С. 14-18.
4. **Батшев В.И., Крюков А.В.** Расчет миниатюрных оптических систем несимметричного типа // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации (ARMIMP – 2017): Тез.докл. 10-й Межд. конф. М.: Изд-во РНТОРЭС им. А.С. Попова, 2017. С. 195-197.
5. **Крюков А.В., Ровенская Т.С., Столбецова Е.С.** Широкоугольный миниатюрный объектив несимметричного типа для видеоэндоскопов // Медико-технические технологии на страже здоровья «Медтех-2008»: Тез.докл. 10-й научно-технической конф. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008. С. 47-50.
6. **Ровенская Т.С, Крюков А.В.** Методика расчета оптических схем широкоугольных реверсивных телеобъективов несимметричной конструкции // Вестник МГТУ. Приборостроение. 2000. № 3(40). С. 109-116.

Batshev V.I.[1,2], Krioukov A.V.[1,2], Machikhin A.S.[1]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: batshev.vi@ntcup.ru
[2] Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, Moscow, 2-ya Baumanskaya st., 5, str 1

COMPACT MULTI-SPECTRAL CAMERA FOR SIMULTANIOUS SINGLE SENSOR REGISTRATION OF SPECTRAL IMAGES

ABSTRACT

The design of a multi-spectral (MS) camera is actual when it is possible to classify a limited list of objects using several (about 10) spectral images. The article tells about the MS camera for simultaneous single sensor registration of spectral images that provides compact size and low weight of the camera. This allows it to be used with mobile aerial vehicles, for example, UAVs. Two embodiments of the MS camera have been proposed. The first embodiment is based on a common afocal system and a relatively simple raster element that implements spatial and spectral image separation on a single sensor. In the second embodiment there are no common focusing optical elements and the spectral images are taken with separate objective lenses with a comparatively more complex optical layouts. Each channel has a spectral filter located near the image plane. The second embodiment is much more compact therefore a 16-channel MS camera has been produced. The camera takes 16 images in the spectral region from 300 to 1064 nanometers. The results of camera experimental research are presented.

MULTI-SPECTRAL IMAGING, UAV, SNAPSHOT, COMPACT SPECTROMETER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.932.2

Коняшов В.В.[1,2], Сергеев А.С.[1,2], Федоров А.В.[1], Степанова К.А.[3], Колганов О.А.[1,2]

[1] Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия,
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 лит. А, E-mail: od@itmo.ru
[2] Учреждение науки "Инженерно- конструкторский центр сопровождения эксплуатации космической техники", Россия,
197343, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, дом 57, лит. А, E-mail: ikcsektspb@yandex.ru
[3]Научно-технический центр «Эталон», Россия,
197343, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, дом 57, лит. А, E-mail: ntc-etalon@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ОПТИЧЕСКОЙ ТРИАНГУЛЯЦИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И ЧИСТОТЫ ПОВЕРХНОСТИ ИЗДЕЛИЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

АННОТАЦИЯ

Отражены результаты экспериментальных исследований применимости метода оптической лазерной триангуляции для построения профиля конических и цилиндрических изделий с оребренной поверхностью, выполненной методом фрезерования. Предложен алгоритм построения геометрического профиля изделий сложной формы на базе системы триангуляционных датчиков. Приведены результаты экспериментальной апробации предложенного алгоритма на стенде автоматизированного контроля геометрии сложнопрофильных деталей с использованием лазерного триангуляционного 2-D сканера. Выполнена оценка чувствительности лазерного триангуляционного 2-D сканера к параметрам шероховатости при фрезерной обработке поверхности изделий. Оценены точностные характеристики триангуляционного метода для определения параметров шероховатости поверхности при разных ориентациях лазерного излучения по отношению к объекту контроля.

ТРИАНГУЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД, ЛАЗЕРНЫЙ СКАНЕР, СЛОЖНОПРОФИЛЬНЫЕ ИЗДЕЛИЯ, ПАРАМЕТР ОРЕБРЕНИЯ, ШЕРОХОВАТОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ, ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ, АЛГОРИТМ, НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ

ВВЕДЕНИЕ

Качество подготовки поверхности деталей сложного профиля для проведения последующих технологические сварно-паяные операций определяет качество неразъёмных соединений и эксплуатационную надежность сборочных единиц в целом.

Технологические решения, реализуемые при формировании тракта жидкостного охлаждения узлов сгорания топлива, предусматривают наличие распределенной сети

гидравлических каналов. Коэффициент эффективности охлаждения изделий зависит от качества формы профиля и микрогеометрии профилей поверхностей каналов, образованной сварно-паяными соединениями стенки внутренней и стенки наружной. Для получения качественной пайки должно быть обеспечено прилегание стенки внутренний (оребренной) к стенке наружной с заданным зазором постоянной величины.

Проблемным вопросом является соблюдение геометрических параметров оребренных стенок и чистота (шероховатость) поверхностей, образующих паяный шов. Шероховатость поверхности, не должна превышать Ra 20. При этом наличие единичных забоин, заусенцев, также негативно сказывается на качестве паянных соединений.

Процедуры ручного контроля с использованием качественных методов: проходных калибров - для параметров оребрения, визуального осмотра - для оценки шероховатости и наличия дефектов поверхности, до настоящего момента интегрированы в технологический цикл изготовления изделий на многих предприятиях [1]. Субъективность контроля, связанная с влиянием человеческого фактора при проведении контроля, низкая производительность контрольных операций и ограниченная информативность для сложнопрофильных конструкций с низкой доступностью для контроля участков поверхности снижают эффективность применения качественных методов.

Наличие инструмента контроля в технологическом цикле изготовления сложнопрофильных оребренных деталей позволяет существенно сократить долю брака при изготовлении изделий.

Используемые в настоящее время средства определения шероховатости, базируются на следующих способах [2]:

– визуальном (органолептическом), при котором величину шероховатости устанавливается путем сравнения контролируемой поверхности с поверхностью образцов - эталонов;

– шуповом (контактном), при котором измерение показателя шероховатости производится путем получения изображения микронеровностей профиля поверхности с помощью контактного щупа;

– оптическом (бесконтактном), основанном на методах светового сечения, теневой проекции, микроинтерференционных и растровых методах.

При выборе метода и средств определения параметров профиля оребренных стенок сложнопрофильных конструкций определяющими факторами являлись: необходимость автоматизированного контроля предписанных чертежом параметров, пределы измерения и допускаемые отклонения контролируемых параметров, погрешность измерения используемого метода и средств измерений, размеры изделия, бесконтактность измерений, контроледоступность участков профиля изделия. Совокупность указанных факторов определила невозможность использования визуального и шупового способа контроля [3].

Решение вышеобозначенных проблем представляется возможным с помощью оптических бесконтактных оптических методов контроля [3]. При этом применимость микроинтерференционного и растрового методов ограничена контроледоступностью участков профиля изделия, в том числе, необходимостью оценки шероховатости на лицевых гранях ребер и канавок в условиях технологического цикла производства изделия.

В работе [4] проведены экспериментальные исследования и определены точностные границы триангуляционного метода измерения профиля и определения показателей шероховатости поверхности технологических изделий сложной формы, показывающие применимость данного метода для решения задачи определения параметров профиля оребренных стенок сложнопрофильных конструкций.

Целью исследования являлась разработка алгоритма автоматизированного неразрушающего контроля геометрических параметров оребрения сложнопрофильных конструкций, включающего выборочный контроль шероховатости поверхностей малой площади, основанного на методе оптической триангуляции.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Анализ требований к контролю и обоснование выбора метода и средств контроля геометрических параметров.

2. Разработка и апробация алгоритма построения геометрического профиля изделий сложной формы на базе системы триангуляционных сканеров.

3. Разработка и апробация алгоритма определения параметров шероховатости с использованием лазерного триангуляционного метода.

Объектом исследования являлись внутренние стенки тракта охлаждения, представляющие собой тонкостенные цилиндрические и конические оребренные конструкции с различными параметрами оребрения, внутренний диаметр которых лежал в диапазоне от 85 до 230 мм, высота – в диапазоне от 24 до 420 мм. Характерные размеры параметров оребрения лежат в диапазоне от 0,8 мм до 5 мм.

ТРЕБОВАНИЯ К МЕТОДУ И СРЕДСТВАМ КОНТРОЛЯ, АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЖНОПРОФИЛЬНЫХ ИЗДЕЛИЙ

Для обеспечения качественного формирования паяных швов тракта охлаждения должно обеспечиваться измерение геометрических параметров оребрения с погрешностью не более 10 %. Реализация бесконтактного принципа измерений предпочтительна ввиду повышенной производительности контроля и исключения повреждения контролируемой поверхности вследствие механического воздействия контрольно-измерительными модулями. Для проведения измерений было выбрано два сканера РФ627 с разными рабочими диапазонами измерения.

Разработанный алгоритм для построения профиля и определения геометрических параметров оребренных конструкций:

1. Определение нулевого положения объекта контроля.
2. Объезд и построение внешней поверхности объекта (положение сканера 1*)
3. Объезд и построение внутренней поверхности объекта (положение сканера 1).
4. Построение 3D -скана объекта контроля. Расчет числа ребер N, высоты H.
5. Сканирование и построение профиля сечений (положение сканера 2*). Количество сечений задается оператором.
6. Расчет в сечениях параметров оребрения, диаметральных параметров D, d, овальности O, остаточной толщины стенки s.
7. Анализ соответствия номинальных значений и полей допусков полученным значениям. Расчет отклонений. Номинальные значения и допуски задаются оператором
8. Формирование протоколов измерений.

На базе лазерного 2-D сканера (триангуляционного датчика) был разработан алгоритм определения параметров шероховатости поверхности сложнопрофильных изделий, учитывающий специфику оребренного профиля:

1. Выбор области контроля оператором и позиционирование 2-D сканера.
2. Сканирование и определение возможности провести расчет шероховатости.
3. Анализ данных, автоматизированное выделение зон для расчета шероховатости поверхности.
4. Аппроксимация RANSAC каждой зоны, для компенсации непараллельности объекта контроля и сканера.
5. Определение нескольких результатов аппроксимации для усреднения расчета шероховатости.
6. Расчет шероховатости каждой зоны.
7. Отображение полученных результатов, формирование протокола.

Предложенные алгоритмы реализованы на языке программирования C++, и интегрированы в программу автоматизированного управления движением стенда.

Характерный размер ширины ребра и межреберной канавки лежит в диапазоне от 0,8 до 2 мм. Ограничивающим фактором при контроле поверхности канавок является также глубина межреберных канавок (от 2 до 5 мм).

Применимость лазерного триангуляционного метода для определения шероховатости поверхностей изделий сложной формы рассматривалась в статьях [4, 5]. Результаты исследования влияния ориентации канавок микроструктуры профиля объекта контроля на систематическую погрешность измерения, показали чувствительность триангуляционного метода к положению проекции лазерной линии и необходимости использования методов обработки полученных профилограмм поверхности.

Для аппроксимации было исследовано три алгоритма: метод наименьших квадратов, метод последовательных приближений, аппроксимация RANSAC [6]. Аппроксимация RANSAC показала наилучший результат в подготовке данных для дальнейшего расчета шероховатости. Метод основан на сборе статистки о прямой. Данный метод нечувствителен к выбросам и на выходе получаются коэффициенты для уравнения прямой.

После подготовки данных выполняется расчет шероховатости (Ra – среднеарифметическое отклонение профиля (мкм) и Rz – высота неровности (мкм) [7]) по формулам 1 и 2.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Апробация алгоритма построения профиля и определения геометрических параметров изделий сложнопрофильных изделий выполнялась на образце оребренной стенки цилиндрической формы, изготовленной с наличием имитаторов отклонений по геометрическим параметрам оребрения. Для измерения геометрических параметров оребрения (толщины ребер, высоты ребер, расстояний между ребрами) заданы 5 сечений на полученном 3D-скане.

Для оценки погрешности полученных результатов измерений были сопоставлены с результатами измерений данного объекта, полученными на координатно-измерительной машине Prismo ultra (диапазон измерений X/Y/Z (900/1300/700) мм, $\Delta=\pm(0,6+L/500)$ мкм, где L- измеряемая длина, мм) и микрометра ASIMETO 101-06-2. Относительная погрешность измерения геометрических параметров оребрения не превысила 10 % относительно измеряемого элемента.

По результатам сканирования для выбранных сечений сформирован протокол.

Апробация алгоритма определения параметров шероховатости поверхности сложнопрофильных изделий выполнялась на образце оребренной стенки цилиндрической формы и мерах шероховатости.

Для оценки погрешности измерений реализованным алгоритмом произведены измерения среднего арифметического отклонения профиля Ra на образцах шероховатости поверхности ОШС-ФТ, зав. №195195, сертификат калибровки №3199/V от 09.06.2022 г. Относительная погрешность измерений не превысила 6,3 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм построения геометрического профиля изделий сложной формы на базе системы триангуляционных сканеров, позволяющий в автоматизированном режиме осуществлять построение геометрического профиля цилиндрических и конических изделий с оребренной поверхностью и определение геометрических параметров оребрения и изделия в целом.

В результате экспериментальной апробации программно-реализованного алгоритма на стенде автоматизированного контроля геометрии сложнопрофильных деталей с использованием лазерного триангуляционного 2-D сканера погрешность измерения геометрических параметров оребрения (толщины ребер, высоты ребер, расстояний между

ребрами) не превысила 10%. Полученные результаты свидетельствуют о возможности интеграции алгоритма в средства технологического контроля при изготовлении сложнопрофильных изделий для снижения доли брака при производстве вследствие повышения достоверности и оперативности контроля.

Для определения шероховатости оребренных деталей разработан алгоритм определения параметров шероховатости с использованием лазерного триангуляционного метода, позволяющий определять параметры шероховатости профиля (Ra, Rz) на лицевой поверхности ребер и канавок при разных ориентациях лазерного излучения по отношению к объекту контроля.

В ходе экспериментальной апробации программно-реализованного алгоритма выполнена оценка чувствительности лазерного триангуляционного 2-D сканера к параметрам шероховатости при фрезерной обработке поверхности изделий. Оценены точностные характеристики реализованного алгоритма для определения параметров шероховатости поверхности при разных ориентациях лазерного излучения по отношению к объекту контроля. Установлено, что относительная погрешность измерения среднего арифметического отклонения профиля Ra не превысила 6,3 % для диапазона значений Ra от 10 мкм до 100 мкм, что обеспечивает возможность реализации алгоритма для определения параметров шероховатости с использованием лазерного триангуляционного метода при производстве сложнопрофильных изделий с оребренным профилем поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ескерова З. А.** Основные инструменты в арсенале статистических методов контроля качества продукции. Вестник КарГУ. 2012. 90 с.
2. **Способы и методы измерения шероховатости** поверхности [Электронный ресурс] URL: https://www.xn--80aggyh2a5bzb.xn--p1ai/info/articles/Izmerenie_sherohovatosti.htm (дата обращения 04.05.2023).
3. **Ким К.Ю.** Оптический метод бесконтактного контроля шероховатости при автоматизации технологического процесса / К.Ю. Ким, В.Б. Никулин, А.М. Грушевский // Известия высших учебных заведений. Электроника.2004. №5. С.79-83.
4. **Барышников Н.В., Денисов Д.Г., Животовский И.В., Менделеев В.Я.** Экспериментальный анализ погрешности измерения триангуляционного метода в задачах технологического контроля профиля поверхности сложной формы. 2010, №. 7656. С. 76560.
5. **Овчинников С.С., Тымкул В.М., Кузнецов М.М.** Оптический способ контроля шероховатости поверхности. Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2013. IX Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2013» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 15–26 апреля 2013 г.). – Новосибирск : СГГА, 2013. Т. 1. С. 282-285.
6. **D. Myatt, P.H.S. Torr, S. Nasuto, R. Craddock.** "NAPSAC: High Noise, High Dimensional Robust Estimation" In Proceedings British Machine Vision Conference, pages 458-467, 2002.
7. **Мальков О.В., Литвиненко А.В.** Измерение параметров шероховатости поверхности детали. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012.

Konyashov V.V.[1,2], Sergeev A.S.[1,2], Fedorov A.V.[1], Stepanova K.A.[3], Kolganov O.A.[1,2]

[1] National Research University ITMO, Russia,
197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49, lit. A, E-mail: od@itmo.ru
[2] Institution of Science "Engineering and design center for support of the operation of space technology", Russia,
197343, St. Petersburg, st. Sailor Zheleznyak, house 57, lit. A, E-mail: ikcsektspb@yandex.ru
[3] Scientific and technical center "Etalon", Russia,
197343, St. Petersburg, st. Sailor Zheleznyak, house 57, lit. A, E-mail: ntc-etalon@yandex.ru

STUDY OF THE APPLICABILITY OF THE METHOD OF OPTICAL TRIANGULATION FOR EVALUATION OF THE GEOMETRIC PARAMETERS AND CLEANLINESS OF THE SURFACE OF PRODUCTS OF COMPLEX SHAPES

ABSTRACT

The results of experimental studies of the applicability of the method of optical laser triangulation for constructing the profile of conical and cylindrical products with a ribbed surface, made by milling, are reflected. An algorithm for constructing a geometric profile of products of complex shape based on a system of triangulation sensors is proposed. The results of experimental approbation of the proposed algorithm on the stand for automated control of the geometry of complex-profile parts using a laser triangulation 2-D scanner are presented. The sensitivity of a laser triangulation 2-D scanner to the roughness parameters during milling the surface of products is evaluated. The accuracy characteristics of the triangulation method for determining the surface roughness parameters for different orientations of laser radiation with respect to the test object are estimated.

TRIANGULATION METHOD, LASER SCANNER, COMPLEX PROFILE PRODUCTS, RIBBING PARAMETER, SURFACE ROUGHNESS, MEASUREMENT ERROR, ALGORITHM, NON-DESTRUCTIVE TESTING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.16

Губин М.С.[1], Малый В.В.[1], Федоров А.В.[1], Кинжагулов И.Ю.[1], Сергеев Д.С.[2]

[1] Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49, лит. А, E-mail: *od@itmo.ru*
[2] Учреждение науки ИКЦ СЭКТ, Россия, 197343, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, д. 57, лит. А, E-mail: *ikcsektspb@yandex.ru*

РАЗРАБОТКА ОСНОВНЫХ КОНСТРУКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ УСТРОЙСТВА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ КОМПЛЕКСНОГО НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассмотрены существующие проблемы неразрушающего контроля дефектов в поверхностных и подповерхностных слоях покрытия сложно-профильных изделий. Определено влияние зазора между преобразователем и поверхностью сложно-профильного изделия, отклонение от нормали на результаты измерения. Для обеспечения контакта и нормали преобразователя к поверхности сложно-профильного изделия, рассматривалось применение механизма позиционирования преобразователя с жесткой управляющей программой с заранее установленным заданием. Определено влияние первичных погрешностей механизма на погрешность позиционирования выходного звена с жесткой управляющей программой. Разработано оборудование в составе механизма позиционирования, оснащенное обратной связью.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, ВИХРЕТОКОВЫЙ, КОНТРОЛЬ ДЕФЕКТОВ, АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ.

ВВЕДЕНИЕ

Существуют изделия, имеющие сложную геометрическую форму, предназначенные для изменения скорости проходящего высокотемпературного газового потока. Для предотвращения уноса внутренней стенки сложно-профильного изделия, технологическим процессом предусматривается нанесение защитного никель-хромового покрытия [1]. Толщина покрытия и размеры дефектов в поверхностных и подповерхностных слоях должны находиться в допустимых диапазонах. На работоспособность сложно-профильного изделия оказывают влияние трещины с глубиной от 0,1 мм.

Предусматривается неразрушающий контроль (НК) основных параметров покрытия сложно-профильного изделия. В части НК толщины покрытия используются средства

измерения (СИ), основанные на пондеромоторном и магнитодинамическом методе, в части НК размеров дефектов используются СИ, базирующиеся на вихретоковом методе [2].

При использовании СИ, базирующихся на данных методах необходимо удовлетворять основным требованиям в части обеспечения контакта преобразователя с поверхностью сложно-профильного изделия, перемещения преобразователя с заданной скоростью и позиционирования по нормали преобразователя к поверхности сложно-профильного изделия. Соответственно на результаты измерения влияет:

- отклонение от нормали преобразователя к поверхности сложно-профильного изделия;
- величина зазора между поверхностью сложно-профильного изделия и преобразователя.

При осуществлении контроля основных параметров покрытия сложно-профильного изделия в ручном режиме возникает ряд трудностей с удовлетворением основных требований, что влияет на погрешность измерения, увеличивая до недопустимых значений. Как показывают исследования, проведенные в работе [3], амплитуда сигнала, отраженная от трещины с глубиной 0,1 мм, уменьшается с увеличением зазора между поверхностью контролируемого изделия и преобразователя. При зазоре 0,5 мм дефект выявляется с вероятностью 50%. При отклонении от нормали, превышающей 10 градусов, дефект выявляется с вероятностью 70%. Поэтому снижение погрешности измерений за счет внедрения автоматизированных технологий неразрушающего контроля является актуальной задачей.

МЕХАНИЗМ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ЖЕСТКОЙ УПРАВЛЯЮЩЕЙ ПРОГРАММОЙ

Рассмотрим решение данной проблемы в части обеспечения необходимого зазора между преобразователем и поверхностью сложно-профильного изделия и нормали к поверхности сложно-профильного изделия за счет применения механизма позиционирования преобразователя, разработанного в работе [4], с жесткой управляющей программой с заранее установленным заданием. Данный механизм показан на рис. 1.

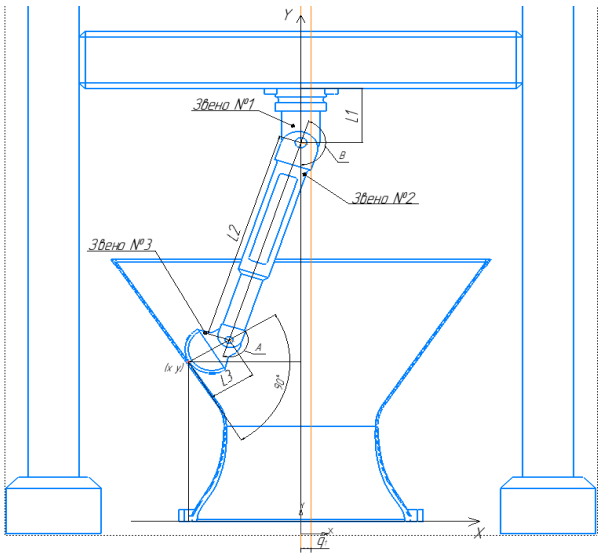


Рис. 1. Механизм позиционирования преобразователей

Рассмотрим позиционирование преобразователей в точке (x y) на поверхности сложно-профильного изделия. Положение преобразователя в точке (x y) является результатом поворота на определенные углы A, B и линейное смещение по оси y. Определим положение преобразователя с учетом влияния первичных погрешностей. В качестве первичных погрешностей рассмотрим:

Δq_1 - несоосность сложно-профильного изделия и механизма позиционирования;

Δq_2 - предельное отклонение [5] длины звена №1;

Δq_3 - предельное отклонение длины звена №2;

Δq_4 - предельное отклонение длины звена №3.

Для определения положения преобразователя воспользуемся методом преобразованных механизмов [6]. На основании математической модели механизма позиционирования преобразователей, построенным планом малых перемещений для преобразованного механизма определено влияние первичных погрешностей на погрешность положения выходного звена (преобразователя).

$$\sum \varphi_x = \Delta q_1 + \Delta q_3 sin\,\beta + \Delta q_4 sin\,(\alpha + \beta),$$

где φ_x – отклонение от заданной позиции [7] выходного звена по оси x.

$$\sum \varphi_y = \Delta q_2 + \Delta q_3 cos\,\beta + \Delta q_4 cos\,(\alpha + \beta),$$

где φ_y - отклонение от заданной позиции выходного звена по оси y.

Получим координаты преобразователя с учетом первичных погрешностей выходного звена. Примем несоосность сложно-профильного изделия и механизма позиционирования преобразователя 0,1 мм, звенья, выполненные по допуску h10. Результаты позиционирования с учетом влияния первичных погрешностей представлены в табл. 1 и на рис. 2.

Табл. 1. Влияние первичных погрешностей на координаты выходного звена

Координаты преобразователя		Координаты преобразователя с учетом первичных погрешностей		Зазор, мм	Отклонение от нормали, °
x	y	x_φ	y_φ		
177	279	176	278,6	0,3…0,51	2
124	196,5	122,8	195,9	0,37…0,55	2,7
117,5	146,5	116,9	145,8	0,34…0,52	3
130	71	129	70,4	0,4…0,6	2,5

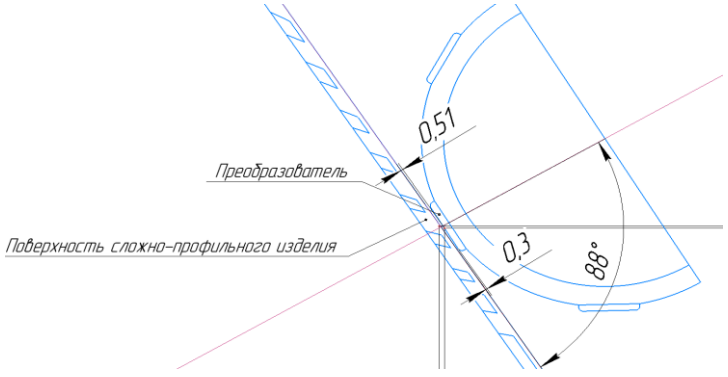


Рис. 2. Положение преобразователя относительно поверхности сложно-профильного изделия с учетом первичных погрешностей при x = 177, y = 279

В соответствии с полученными результатами, механизм с жесткой управляющей программой на позиционирование преобразователя влияет множество факторов, в данной

работе рассматривались такие как: несоосность сложно-профильного изделия и механизма позиционирования преобразователей, погрешности длин звеньев. При изготовлении по допуску h10 и несоосности 0,1 мм возможные зазоры составляют от 0,3 до 0,6 мм, что влияет на выявление дефекта.

При этом не учитывались факторы:

- погрешность линейного смещения по оси *y*;
- погрешность поворота на угол A;
- погрешность поворота на угол B;
- предельные отклонения размеров сложно-профильного изделия;
- допуски формы и расположения сложно-профильного изделия.

РАЗРАБОТКА ОБОРУДОВАНИЯ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Предлагается использовать оборудование, показанного на рис. 3, которое обладает обратной связью, реализованной на базе тензометрических резисторов. Для осуществления позиционирования по нормали и обеспечения контакта преобразователя с поверхностью объекта контроля предлагается дополнить конструктив звена №3.

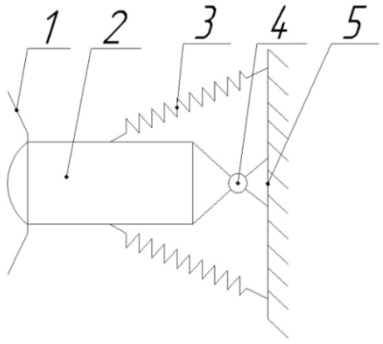


Рис. 3. Схема оснастки позиционирования преобразователя
1 - лапки позиционирующие, 2 - преобразователь, 3 - пружина растяжения, 4 - шарнир, 5 - основание

Данная оснастка включает лапки позиционирующие, угол между которыми зависит от кривизны сложно-профильного изделия. Нормаль преобразователя к поверхности достигается при контакте двух лапок. Шарнирное соединение позволяет подстраиваться преобразователю к поверхности сложно-профильного изделия. Пружины предотвращают поворот преобразователя под собственным весом.

На обратной стороне лапок позиционирующих (рис. 4) размещаются тензорезисторы позиция 1. При контакте лапок с поверхностью сложно-профильного изделия осуществляется деформация лапок и соответственно тензорезисторов, изменяется сопротивление, что сигнализирует о контакте с поверхностью. Изменение сопротивления на двух тензорезисторах отражает установку по нормали преобразователя и контакте с поверхностью (рис. 5).

Оснастка с преобразователем подводится к заданной области сканирования выбранного сечения. В дальнейшем осуществляется позиционирование, результатом которого является выставленный по нормали преобразователь с контактом к поверхности. После чего осуществляется вращение устройства позиционирования, преобразователь совершает перемещение по выбранному сечению. При наличии радиального биения, отклонения от круглости, образуется зазор, который влияет на сопротивление тензорезисторов. Данное изменение фиксируется и осуществляется поджим преобразователя к поверхности сложно-профильного изделия, чем обеспечивается контакт.

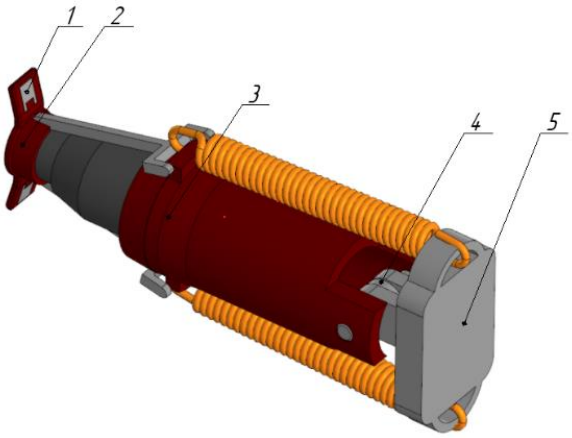


Рис. 4. Общий вид оснастки позиционирования преобразователя
1 - тензорезистор, 2 - лапки позиционирующие, 3 - корпус, 4 - шарнир, 5 - основание

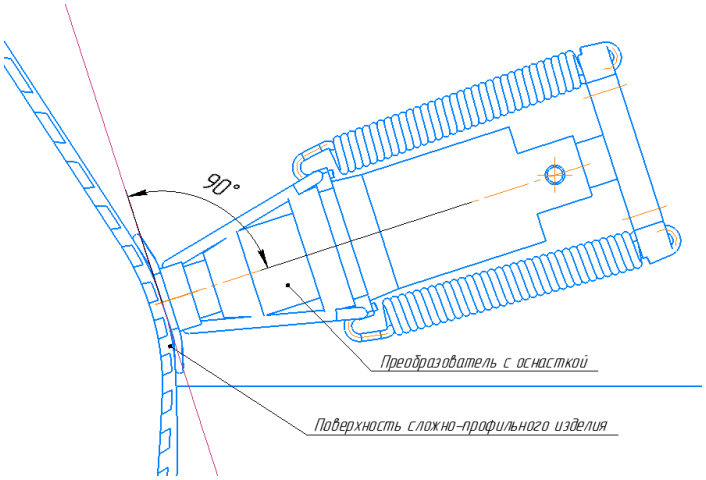


Рис. 5. Позиционирование преобразователя относительно поверхности сложно-профильного изделия (механизм позиционирования не показан)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам работы определено влияние первичных погрешностей на отклонение от заданной позиции выходного звена (преобразователя), приводящее к возможному зазору от 0,3 до 0,6 мм, при этом не учитывались предельные отклонения основных размеров сложно-профильного изделия, допуски формы и расположения и другие факторы, что ограничивает применение данных механизмов позиционирования с жестко заданным программным управлением. Для решения данной проблемы предложено дополнить конструктив механизма позиционирования оборудованием с обратной связью конструктив данной оснастки с тензорезисторами позволяет осуществлять позиционирование по нормали и контакт с поверхностью сложно-профильного изделия. Выполнена разработка данного оборудования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Добровольский М.В.** Жидкостные ракетные двигатели. Основы проектирования: учебник для высших учебных заведений. М.: Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2016. 461 с.
2. **Калошин В.А.** Исследование и разработка метода неразрушающего контроля качества никелевых и никель-хромовых покрытий узлов жидкостных ракетных двигателей:

специальность 05.11.13 «Приборы и методы контроля природной среды, веществ, материалов и изделий» : диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук / Калошин В.А.; НПО "Энергомаш" им. В. П. Глушко, Москва. 2013. 173 с.
3. **Ганзен М.И.** Роботизированный вихретоковый контроль деталей ГТД с использованием нейронных сетей. Рыбинск: Вестник РГАТА имени П.А. Соловьева, 2019. С. 65-70.
4. **Губин М.С.** Автоматизация технологии комплексного неразрушающего контроля качества покрытий изделий сложной геометрической формы // Технико-технологические проблемы сервиса. 2023. № 63. С. 3-7.
5. **ГОСТ 25346-2013** Основные нормы взаимозаменяемости. Характеристики изделий геометрические. Система допусков на линейные размеры. Основные положения, допуски, отклонения и посадки. М.: Стандартинформ, 2019. 3 с.
6. **Легаев В.П.** Точность измерительных устройств: учеб.-практ. Пособие. Владимир: Изд-во ВлГУ, 2020. 87 с.
7. **ГОСТ 27843-2006** Испытания станков. Определение точности и повторяемости позиционирования осей с числовым программным управлением. М.: Стандартинформ, 2020. 2 с.

Gubin M.S.[1], Maly V.V.[1], Fedorov A.V.[1], Kinzhagulov I.Yu.[1], Sergeyev D.S.[2]

[1] National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics "ITMO University", Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky pr. 49, lit. A, E-mail: od@itmo.ru
[2] Institution of science "Engineering and Design Center for Supporting the Operation of Space Technology", Russia, 197343, St. Petersburg, Matrosa Zheleznyaka St. 57, lit. A, E-mail: ikcsektspb@yandex.ru

DEVELOPMENT OF THE MAIN STRUCTURAL ELEMENTS OF THE POSITIONING SENSOR OF THE AUTOMATED INSTALLATION OF COMPLEX NON-DESTRUCTIVE TESTING

ABSTRACT

In this paper, the existing problems of non-destructive testing of defects in the surface and subsurface coating layers of complex profile products are considered. The influence of the gap between the transducer and the surface of a complex profile product, deviation from the normal on the measurement results is determined. To ensure the contact and normality of the converter to the surface of a complex profile product, the use of a positioning mechanism of the converter with a rigid control program with a preset task was considered. The influence of the primary errors of the mechanism on the positioning error of the output link with a rigid control program is determined. The equipment has been developed as part of the positioning mechanism, equipped with feedback.

NON-DESTRUCTIVE TESTING, EDDY CURRENT, DEFECT CONTROL, AUTOMATED NON-DESTRUCTIVE TESTING, DEVELOPMENT OF A POSITIONING DEVICE FOR AN AUTOMATED INSTALLATION CONVERTER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 616.71

Комлев А.И., Матвеева И.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Россия, 443086, Самара, Московское шоссе 34, E-mail: andrei.komlev@yandex.ru

РАЗРАБОТКА МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЙ ПОДСВЕТКИ ДЛЯ ЦИФРОВОГО ДЕРМАТОСКОПА

АННОТАЦИЯ

В данной работе представлено описание опытного образца цифрового дерматоскопа, который включает в себя объектив с многократным увеличением, цифровую камеру и блок программного обеспечения для обработки полученных данных. Предложен способ модернизации дерматоскопа блоком мультиспектральной подсветки. Разработана принципиальная электрическая схема блока. Подобраны электронные компоненты. Предложенная мультиспектральная подсветка может расширить диагностические возможности цифрового дерматоскопа.

ДЕРМАТОСКОПИЯ, РАК КОЖИ, МЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА, МУЛЬСПЕКТРАЛЬНАЯ ПОДСВЕТКА, НОВООБРАЗОВАНИЕ КОЖИ, ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА

ВВЕДЕНИЕ

По данным статистики злокачественных новообразований на 2022 год, в Российской Федерации существенная часть всех случаев заболеваний приходится на кожный покров человека [1]. По данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ), рак кожи является одним из самым распространенных среди всех видов рака. Так, на 2020 год приходится около 1,2 млн новых случаев немеланомных опухолей кожи и 325 000 случаев меланомы кожи, а также 64 000 случаев смерти от немеланомных опухолей и 57 000 случаев смерти от меланомы [2]. У подавляющей части населения России светлая кожа. Это, а также интенсивная инсоляция в течение всего года, приводит к тому, что наблюдаются высокие темпы роста числа злокачественных опухолей кожи. Причем один из самых высоких показателей заболеваемости меланомой регистрируется у жителей средней полосы России [3].

Известно, что эффективность лечения рака напрямую зависит от своевременности его выявления. Самый простой метод диагностики кожных новообразований основывается на знаниях врача, а также на правиле ABCD: асимметрия (asymmetry – A), неровность границы (border – B), характер цветового разнообразия и распределения (color – C) и диаметр новообразования (diameter – D) [4]. Однако качество диагностики рака кожи путем визуального осмотра во многом зависит от уровня квалификации и профессионального опыта врача. Например, точность определения меланомы врачом общего профиля составляет около 40% [5]. В современном мире наиболее перспективными инструментами для исследования кожной ткани признаны оптические методы. Возможность проведения тестов биоткани *in vivo*,

их быстрого анализа, неинвазивность и точность исследований делают оптические методы лидерами среди новых методов анализа злокачественных новообразований [6].

Одним из инструментальных неинвазивных методов исследования новообразований является дерматоскопия – метод, состоящий в визуализации эпидермиса при многократном оптическом увеличении с последующим анализом набора признаков. Дерматоскопия проводится амбулаторно, не требует от пациента никакой подготовки и практически не имеет противопоказаний. В отличие от классического визуального осмотра цифровая дерматоскопия позволяет зарегистрировать цифровое изображение исследуемого участка кожи при различном освещении и применить к изображению различные способы интеллектуального анализа, в том числе методы искусственного интеллекта [7].

Как известно, различные вещества, накапливающиеся в коже при развитии заболеваний, обладают различными оптическими свойствами и могут, например, флуоресцировать при определенном освещении или поглощать падающее излучение интенсивнее по сравнению со здоровыми тканями. Все это делает актуальным применение модернизированной мультиспектральной дерматоскопии, когда исследуемый участков кожи освещается разными видами подсветки, и оператор может получить серию изображений участка кожи в разном свете.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Существуют различные методы мультиспектральной визуализации кожи такие как:

- Visia Complexion Analysis;
- SIAscopy;
- конфокальная микроскопия;
- гиперспектральная визуализация.

Все эти методы используют в своей основе системы освещения кожного покрова, а также захвата или полноценной съёмки кожи.

Выбор данного прототипа обусловлен тем, что в его основе лежит не только визуализация и освещение, но и применяются новейшие технологии искусственного интеллекта. Так же, мы хотим исследовать взаимодействие различных длин волн с новообразованиями, с целью получения большего количества данных и повышения точности диагностирования блоком искусственного интеллекта.

В данной работе объектом модернизации выступает цифровой дерматоскоп, который состоит из цифровой камеры Basler acA1920-25uc (RGB, 12 бит/px, 1920×1080) с разрешением ~ 13 мкм/пиксель на поверхность кожи), объектива (область захвата изображения от 10 мм по каждой из осей и более), излучателей (светодиодов), микроконтроллера и других электрических компонентов.

В опытном образце используется несколько светодиодов:

УФ: 2 × LEUVA77V20RV00 (365 нм, 1 Вт, полуширина 9 нм) для анализа автофлуоресценции кожи;

белый: 4 × FM-5630WDS-460W-R80 (39 лм, 4000 K) – два светодиода в поляризованной пленке для визуализации более глубоких слоев кожи и два неполяризованных;

синий: 2 × CREEXREBLU-L1-0000-00K01 (30 лм, 465-485 нм);

зеленый: 2 × CREEXRCGRN-L1-0000-00N01 (52 лм, 520-535 нм);

красный: 2 × CREEXPCRED-L1-0000-00301 (46 лм, 620-630 нм).

Оптическая схема прототипа дерматоскопа представлена на рисунке 1, а. Рабочий прототип, который участвовал в клинических исследованиях, представлен на рисунке 1, б, в. Корпус дерматоскопа спроектирован и напечатан на 3D принтере из пластика ABS.

а б в

Рис. 1. Прототип дерматоскопа: а – оптическая схема, б – общий вид, в – кольцо осветителей и объектив камеры [8]

Устройство выдает шесть снимков в течение около 6 секунд с различным освещением по запросу пользователя. Цифровой дерматоскоп способен работать в нескольких режимах: с поляризованной подсветкой, с неполяризованной подсветкой и в режиме съемки серии мультиспектральных изображений.

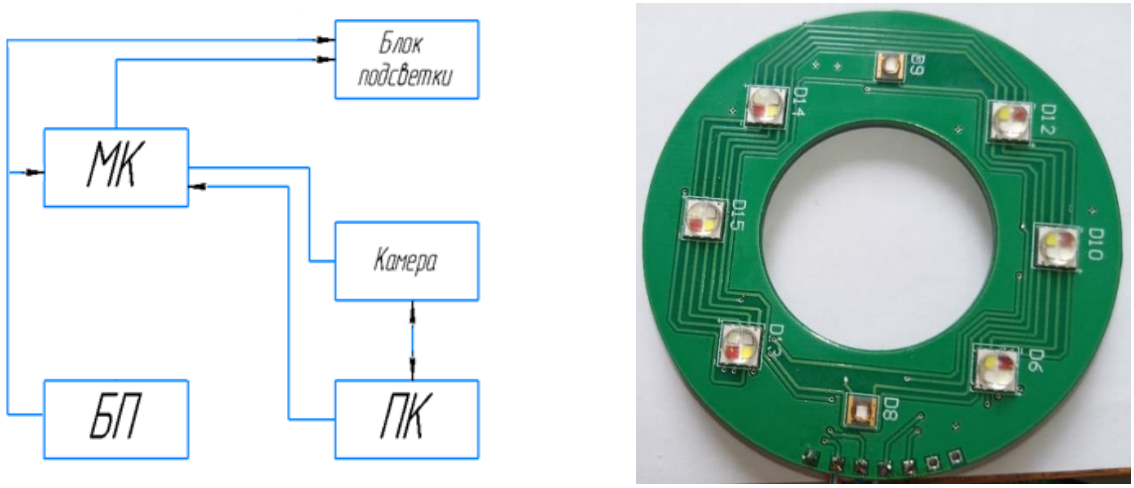
В режиме неполяризованной подсветки 90% света отражается зеркально, что позволяет оценить поверхностный слой кожи, то есть рисунок кожи. Это может быть полезно при диагностике злокачественной меланомы. В режиме поляризованной подсветки поляризационный фильтр отрезает зеркальную компоненту, что позволяет получить изображение более глубокого слоя кожи и рассмотреть особенности кожи в глубине эпидермиса (1 мм). Ультрафиолетовое излучение используется для оценки флуоресценции кожи (при развитии опухоли также меняется концентрация флуоресцирующих веществ). Красная, зеленая и синяя подсветки позволяют построить карты распределения концентраций основных хромофоров кожи: оксигемоглобина, дезоксигемоглобина и меланина в исследуемом участке кожи [8].

Для более точного управления спектральным составом излучения подсветки и расширения спектрального диапазона опытного образца дерматоскопа предлагается использовать не отдельные цветные светодиоды, как показано на рисунке 1, а RGBW-светодиоды, которые могут генерировать привычный RGB диапазон свечения, а также включать белый свет для генерации естественного дневного освещения. Преимуществом данных светодиодов является то, что они могут генерировать весь диапазон цветовой палитры.

Благодаря этому появится возможность исследовать эпидермис на различной глубине, а также регистрировать флуоресценцию кожного покрова при излучении ультрафиолетовым светодиодом.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате работы для модернизации существующего опытного образца дерматоскопа был разработан новый блок подсветки с RGBW-светодиодами. Используются шесть светодиодов Cree XLamp XM-L XML RGBW [9] и два светодиода ультрафиолетового диапазона Cree XLamp XUL UV [10]. Использование таких светодиодов позволяет освещать кожный покров пациента длинами волн RGB, но и позволяет моделировать весь спектр световых волн в видимом диапазоне, благодаря этому мы сможем найти оптимальные длины волн для освещения человеческой кожи. Структурная схема дерматоскопа и печатная плата блока подсветки представлены на рисунке 2, принципиальная электрическая схема подключения светодиодов представлена на рисунке 3.



а б

Рис. 2. а) Структурная схема мультиспектрального цифрового дерматоскопа (МК – микроконтроллер, БП – блок питания, ПК – персональный компьютер); б) Внешний вид печатной платы блока подсветки

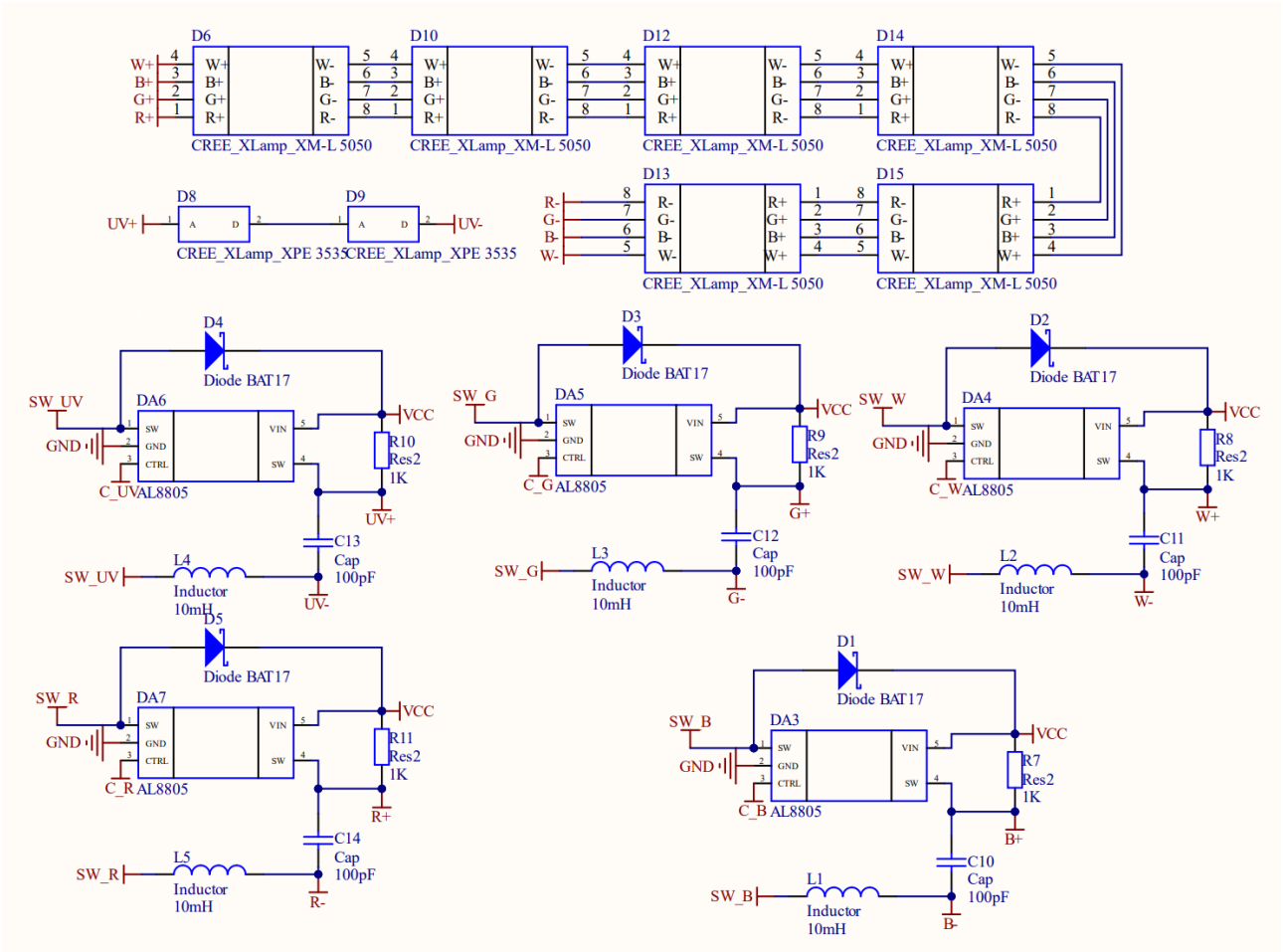


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема подключения светодиодов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе разработан модуль подсветки для модернизации существующего опытного образца дерматоскопа, осуществляющий мультиспектральную подсветку во всем диапазоне видимого излучения, а также в ультрафиолетовом диапазоне. Предложенный модуль может использоваться в составе цифрового дерматоскопа для регистрации цифровых изображений новообразований кожи. Дальнейшие исследования будут

посвящены тестированию разработанного модуля и созданию базы данных мультиспектральных изображений участков кожи с новообразованиями различных нозологий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Федеральная служба государственной статистики** [Электронный ресурс]. – URL: https://rosstat.gov.ru/folder/13721 (Дата обращения: 22.04.23).
2. **Всемирная организация здравоохранения** [Электронный ресурс]. – URL: https://www.who.int/ru/news-room/fact-sheets/detail/cancer (Дата обращения: 22.04.23).
3. **Козлов С.В., Неретин Е. Ю.** Особенности заболеваемости меланомой кожи в Самарской области // Евразийский онкологический журнал. 2014. № 1. С. 114.
4. **Pagnanelli G., Soyer H. P., Argenziano G. and etc.** Diagnosis of pigmented skin lesions by dermotoscopy: web-based training improves diagnostic performance of non-experts // British Journal of Dermatology, 2003. №148 (4), С. 698-702.
5. **Lin M.J., Mar V., McLean C., Wolfe R., Kelly J.W.** Diagnostic accuracy of malignant melanoma according to subtype // Australasian Journal of Dermatology. 2012. №55(1). С.35-42.
6. **Tuchin, V. V.** Handbook of optical biomedical diagnostics // SPIE Press. 2002.
7. **Матвеева И.А., Дерюгина В.А.** Нейросетевая классификация дерматоскопических изображений // XX Всероссийский молодежный Самарский конкурс-конференция научных работ по оптике и лазерной физике, посвященный 100-летию со дня рождения Н.Г. Басова. 2022. С. 315-320.
8. **Konovalov S. G., Melsitov O. A., Myakinin O. O. and etc.** Dermatoscopy software tool for in vivo automatic malignant lesions detection. // J. of Biomedical Photonics & Engineering, 2018. Т. 4. №. 4. С. 040302.
9. **Документация на светодиод Cree XLamp XM-L XML RGBW** [Электронный ресурс] – URL: https://assets.cree-led.com/a/ds/x/XLamp-XMLDCL.pdf (Дата обращения: 22.04.23).
10. **Светодиоды Cree XLamp XP/XT** [Электронный ресурс] – URL: https://www.cree-led.com/products/leds/xlamp/xp-xt/ (Дата обращения: 22.04.23).

Komlev A.I., Matveeva I.A.

Samara National Research University named after Academician S.P. Korolev, Russia, 443086, Samara, 34 Moskovskoe shosse, E-mail: andrei.komlev@yandex.ru

DEVELOPMENT OF MULTISPECTRAL ILLUMINATION FOR A DIGITAL DERMATOSCOPE

ABSTRACT

This paper presents a description of a prototype digital dermatoscope, which includes a multiple magnification lens, a digital camera and a software unit for data processing. A method of upgrading the dermatoscope with a multispectral illumination unit is proposed. A circuit diagram of the unit is developed. Electronic components are selected. The proposed multispectral illumination can extend the diagnostic possibilities of a digital dermatoscope.

DERMATOSCOPY, SKIN CANCER, MEDICAL DIAGNOSTICS, MULTISPECTRAL ILLUMINATION, SKIN NEOPLASM, OPTICAL DIAGNOSTICS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.17

Кузиванов Д.О.[1], Федоров А.В.[1], Кинжагулов И.Ю.[1], Степанова К.А.[2]

[1] Университет ИТМО, 197101 г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, E-mail: kuzivanovdmitry@gmail.com
[2] ООО Учреждение науки ИКЦ СЭКТ, 197343, г. Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, д. 57, лит. А, E-mail: ledy.xs93@yandex.ru

ФОРМИРОВАНИЕ АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫХ ОБРАЗОВ НАПЛАВЛЕННОГО СЛОЯ В ПРОЦЕССЕ ПРЯМОГО ЛАЗЕРНОГО ВЫРАЩИВАНИЯ ИЗДЕЛИЙ

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрена возможность применения акустико-эмиссионного метода контроля в процессе прямого лазерного выращивания с целью определения момента развития дефектов (роста трещин) в выплавляемых образцах при неверно выбранных режимах выращивания. После изготовления образцов, была проведена их металлография, подтверждающая наличие дефектов в одном из образцов. Данные, полученные при постобработке сигналов акустической эмиссии, были также сопоставлены с результатами металлографического анализа.

АДДИТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ, АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ, НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, КОНТРОЛЬ В ПРОЦЕССЕ ПРОИЗВОДСТВА, ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений развития современной промышленности являются аддитивные технологии, в том числе, процесс прямого лазерного выращивания (ПЛВ), в основу которого положен принцип управляемого формирования изделия за счет локального ввода материала по заданным координатам. Эта технология позволяет расширить границы возможностей современного производства, создавать принципиально новые детали сложной геометрии, одновременно снижая как временные, так и материальные затраты на их производство [1, 2]. Специфика процесса получения изделий с помощью данной технологии приводит к наличию в материале (детали) различных структурных неоднородностей [3]. В работе проведено исследование зависимостей изменения параметров сигналов акустической эмиссии (АЭ) от процессов, происходящих в материале в процессе ПЛВ, которое может обеспечить возможность выявления трещинообразования в изделиях в процессе их прямого лазерного выращивания. Целью экспериментальных исследований было формирование акустико-эмиссионных образов наплавленного слоя в процессе ПЛВ изделий, позволяющих определить по сигналам АЭ процессы, происходящие в ходе выращивания изделия.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Метод акустической эмиссии

В основе метода акустической эмиссии лежит физическое явление излучения волн напряжений при быстрой локальной перестройке структуры материала [4]. Явление акустической эмиссии наблюдается в широком диапазоне материалов, структур и процессов, в том числе и в изделиях аддитивного производства. Источником АЭ энергии служит переменное поле упругих напряжений от развивающихся дефектов. Для стимуляции дефектом излучения акустических волн объект, как правило, нагружают механическим или тепловым способом, однако установлено, что и в процессе затвердевания изделия ПЛВ возможна регистрация сигналов АЭ [5-9].

Прямое лазерное выращивание

Прямое лазерное выращивание – это аддитивный технологический процесс изготовления деталей по электронной геометрической модели путем наплавки металлического сырья лазерным излучением [10]. В качестве металлического сырья может использоваться как порошок, так и проволока. Технология ПЛВ позволяет создавать высокоточные заготовки деталей, однако, почти во всех случаях требуется последующая обработка изделия - как минимум, это термообработка на снятие напряжений и отрезка от подложки. При одновременном запуске процесса выращивания и регистрации сигналов АЭ можно отследить потенциально дефектную область в образце, сопоставляя время изменения параметров АЭ сигналов с положением в это же время рукава роботизированной установки для ПЛВ.

Экспериментальный стенд

Экспериментальный стенд (рис. 1) включал следующие технические средства:
1) роботизированная установка прямого лазерного выращивания «ИЛИСТ-L»;
2) акустико-эмиссионная система СЦАД 16.10;
3) четыре преобразователя акустической эмиссии (ПАЭ) ПК 0,1-0,7 с полосой пропускания 100-700 кГц с четырьмя предварительными усилителями сигналов;
4) предметный стол с пятью подложками для выращивания образцов.

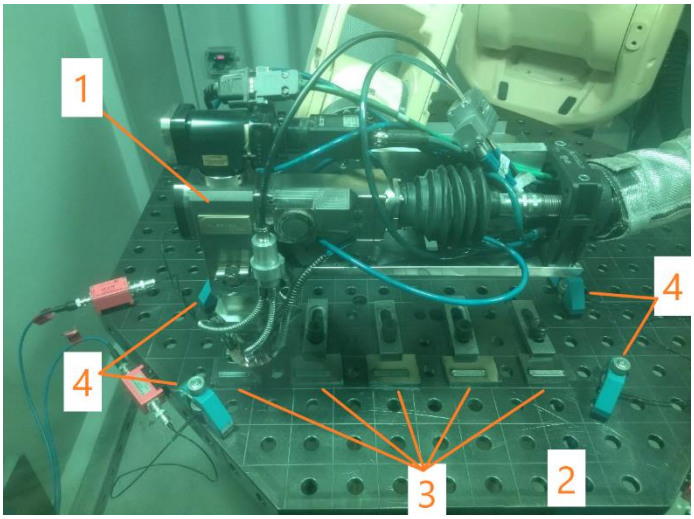


Рис.1. Внешний вид экспериментального стенда:
1 - рукав роботизированной установки ПЛВ; 2 - предметный стол установки ПЛВ; 3 - подложки для выращивания образцов; 4 - ПАЭ

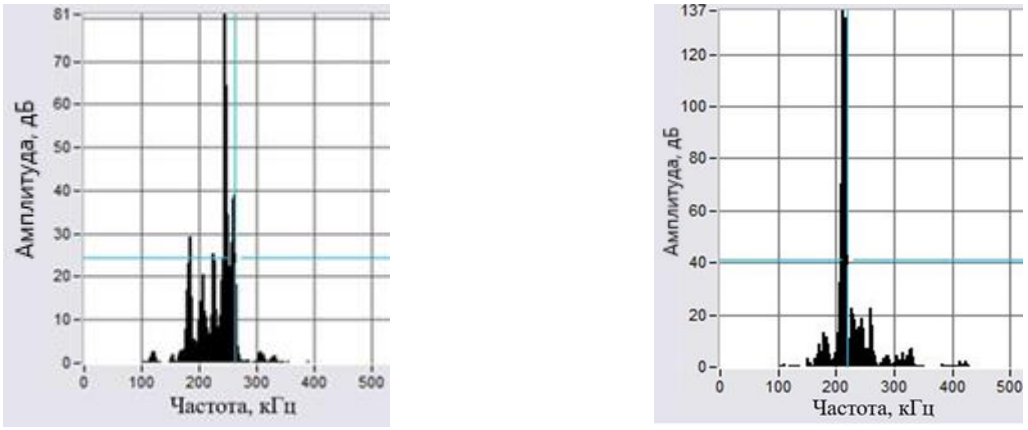
В ходе эксперимента проводилось поочередное выращивание пяти образцов из порошкового материала ЭП648 (жаропрочная сталь) с технологическими параметрами ПЛВ, приведенными в таблице 1. Заранее было известно, что значение мощности излучения лазера при выращивании образца № 5 может привести к образованию трещин в изделии. Регистрация сигналов АЭ осуществлялась с момента начала до конца выращивания каждого образца.

Табл. 1. Технологические параметры ПЛВ образцов

Номер образца	Мощность излучения лазера, Вт	Скорость сканирования лазера, мм/с
1	800	5
2	1000	5
3	1200	5
4	1400	5
5	1600	5

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Предварительно перед началом исследований была проведена запись шумов, происходящих при прямом лазерном выращивании. Были выявлены два основных источника шума: механические шумы оборудования для ПЛВ (рис. 2, а) и от подачи порошка на металлическую подложку (рис. 2, б).



а) б)

Рис. 2. АЭ образ шумов при ПЛВ:
а) механические шумы оборудования для ПЛВ; б) при подаче порошка на металлическую подложку

После выращивания пяти образцов, АЭ сигналы с подобными доминантными частотами (150-250 кГц) были отфильтрованы. Характерные спектры и распределения амплитуд сигналов при контроле выращиваемых образцов представлены на рис. 3.

По результатам анализа представленных АЭ портретов выявлено следующее:

1) значение амплитуд сигналов АЭ (из каждого АЭ события), полученных при контроле выращивания дефектного образца (образца № 5), превышает значение данных параметров, полученных при контроле бездефектных образцов (образцы №№ 1-4), на 10-30%;

2) количество зарегистрированных сигналов АЭ и их амплитуда при контроле № 1 и № 5 образцов также значительно выше (в 3-6 раз), чем при контроле остальных;

3) доминантные частоты сигналов АЭ, зарегистрированных при контроле образцов №№ 1-4, находят в промежутке 300±20 кГц, а при контроле образца № 5 – 410±20 кГц;

4) по истечению времени, равному 1000 с после начала выращивания образца № 5, отмечена регистрация сигналов АЭ высокой амплитуды (более 4000 мВ) с передним фронтом малой

длительности, характеризующих источники АЭ при трещинообразовании в металлических материалах.

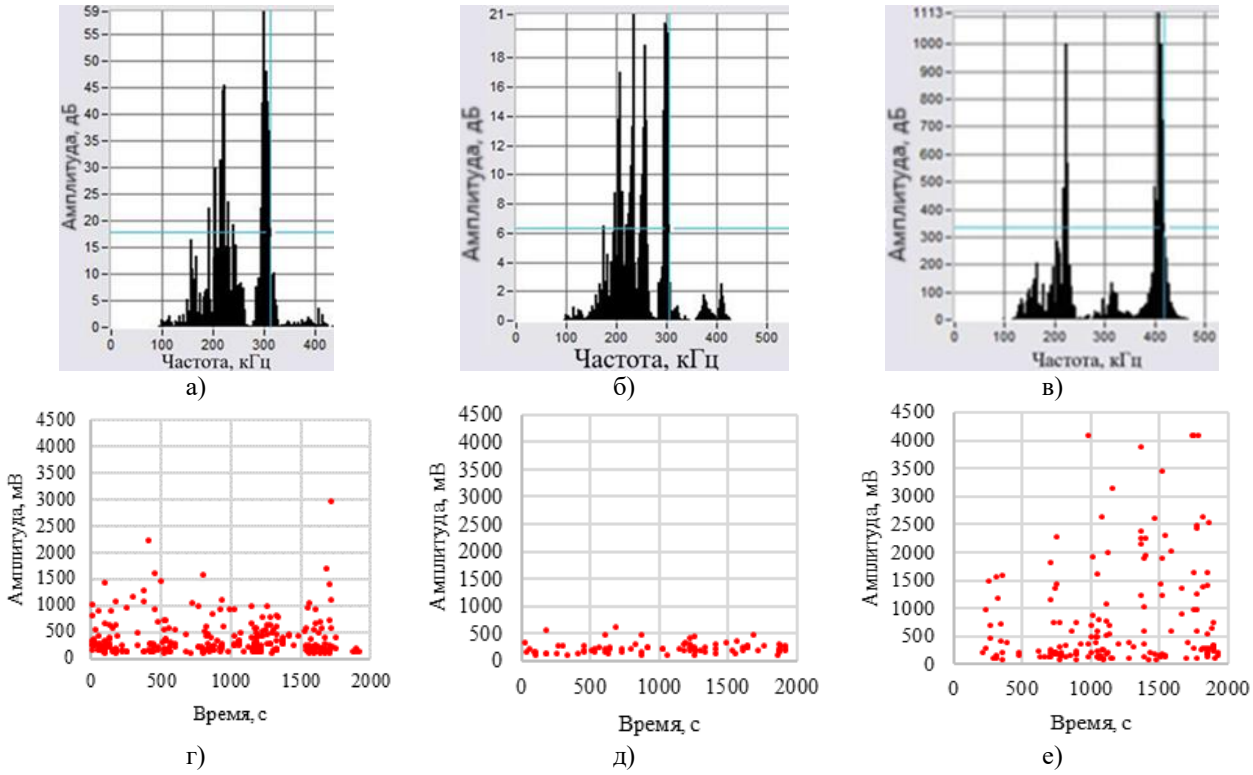


Рис. 3. АЭ образы при контроле ПЛВ:
а) спектр сигналов при контроле образца № 1; б) спектр сигналов при контроле образцов № 2-4;
в) спектр сигналов при контроле образца № 5; г) распределение амплитуды сигналов за время регистрации при контроле образца № 1; д) распределение амплитуды сигналов за время регистрации при контроле образцов № 2-4; е) распределение амплитуды сигналов за время регистрации при контроле образца № 5

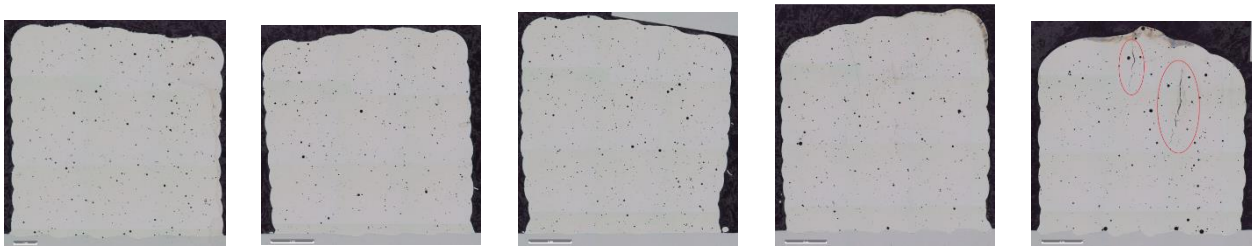
Статистические показатели амплитуд АЭ сигналов после их фильтрации приведены в таблице 2. При сравнении данных показателей установлено, что:

1) среднее значение амплитуд сигналов АЭ при контроле образца № 5 выше на 102 %, чем при контроле образца № 1;
2) СКО амплитуда сигналов АЭ при контроле образца № 5 выше на 162 %, чем при контроле образца № 1.

С целью подтверждения результатов контроля были проведены металлографический анализ микрошлифов темплетов («вырезок») образцов №№ 1-5 (рис. 4), результаты которого показали наличие трещин протяжённостью до 440 мкм только в образце № 5. Момент времени выращивания той части образца № 5, в которой выявлены трещины, соотносится по времени с регистрацией высокоамплитудных сигналов АЭ, характерных для процесса трещинообразования.

Табл. 2. Статистическая оценка амплитуд сигналов АЭ при ПЛВ после фильтрации

Образец	**Общее число сигналов АЭ за время регистрации**	**Среднее значение амплитуд сигналов АЭ, мВ**	**СКО амплитуд сигналов АЭ, мВ**
1	272	401,5	360,8
2	82	234,4	101,4
3	41	213,7	165,1
4	21	233,2	92,7
5	165	813,5	945,1



а) б) в) г) д)

Рис. 4. Металлографический анализ образца:
а) № 1; б) № 2; в) № 3; г) № 4; д) № 5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы был проведен анализ шумов, возникающих при ПЛВ, на основе которого проведена фильтрация зарегистрированных в ходе экспериментальных исследований сигналов АЭ. Были выявлены доминантные значения частот АЭ после фильтрации, проанализированы распределения формы сигналов, значения амплитуд и их статистические показатели. По результатам анализа было установлена применимость акустико-эмиссионного контроля в процессе ПЛВ изделий из металлического порошка ЭП 648 и сформированы АЭ образы наплавленного слоя в процессе ПЛВ.

Результаты данной работы могут послужить основой для создания алгоритма формирования акустико-эмиссионных портретов при изготовлении изделий аддитивного производства, что в свою очередь может быть полезно при разработке комплексной методики автоматизированного контроля данных изделий в процессе их изготовления. Создание такой методики может существенно сократить время, затрачиваемое на контроль готового крупногабаритного изделия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Туричин Г.А., Земляков Е.В., Климова О.Г., Бабкин К.Д., Шамрай Ф.А., Колодяжный Д.Ю.** Прямое лазерное выращивание – перспективная аддитивная технология для авиадвигателестроения // Сварка и Диагностика. 2015. № 3. С. 54–57.
2. **Turichin G.A., Klimova O.G., Zemlyakov E.V., Babin K.D., Kolodyazzhnyy D.Yu., Shamray F.A., Travyanov A.Ya., Petrovskiy P.V.** Technological Aspects of High Speed Direct Laser Deposition Based on Heterophase Powder Metallurgy // Physics Procedia. 2015. № 78. P. 397-406.
3. **Cotteleer M., Joyce J.** 3D Opportunity Additive Manufacturing Paths to Performance, Innovation, and Growth // Deloitte review issue. 2014. № 14. P. 9.
4. **ISO 12716:2001** Non-destructive testing – Acoustic emission inspection – Vocabulary.
5. **Tempelman J.R., Wachtor A.J., Flynn E.B., Depond P.J., Forien J.-B., Guss G.M., Calta N.P., Matthews M.J.** Detection of Keyhole Pore Formations in Laser Powder-Bed Fusion Using Acoustic Process Monitoring Measurements // Additive Manufacturing. 2022. V. 55. P. 102735.
6. **Pandiyan V, Drissi-Daoudi R, Shevchik S.A., Masinelli G., Logé R, Wasmer K.** Analysis of time, frequency and time-frequency domain features from acoustic emissions during Laser Powder-Bed fusion process // Procedia CIRP. 2020. V. 94. P. 392-397.
7. **Khairallah S.A., Sun T., Simonds B.J.** Onset of Periodic Oscillations as a Precursor of a Transition to Pore-Generating Turbulence in Laser Melting // Additive Manufacturing Letters. 2021. V. 1. P. 100002.

8. **Shevchik S.A., Kenel C., Leinenbach C., Wasmer K.** Acoustic emission for in situ quality monitoring in additive manufacturing using spectral convolutional neural networks // Additive Manufacturing. 2018. V. 21. P. 598-604.
9. **Wasmer K., Le-Quang T., Meylan B., Shevchik S.A.** In Situ Quality Monitoring in AM Using Acoustic Emission: A Reinforcement Learning Approach // Journal of Materials Engineering and Performance. 2019. V. 28. P. 666-672.
10. **ISO/ASTM 52900:2015** Additive manufacturing – General principles – Terminology.

Kuzivanov D.O.[1], Fedorov A.V.[1], Kinzhagulov I.Yu.[1], Stepanova K.A.[2]

[1]ITMO University, 197101 St. Petersburg, Kronverksky pr., 49,
E-mail: kuzivanovdmitry@gmail.com
[2]Institution of Science "Engineering and Design Center for Support of Space Technology Operation", 197343, St. Petersburg, ul. Matrosa Zheleznyaka, 57, lit. A,
E-mail: ledy.xs93@yandex.ru

ACOUSTIC EMISSION SIGNATURES OF DIRECT LASER MELTING PROCCES MONITORING

ABSTRACT

The paper considers the possibility of using an acoustic emission control method in the process of direct laser cultivation to determine the moment of the development of defects (crack growth) in the samples being smelted under incorrectly selected cultivation modes. After the samples were made, their metallography was carried out, confirming the presence of defects in one of the samples. The data obtained during post-processing of acoustic emission signals were also compared with the results of metallographic analysis.

ADDITIVE TECHNOLOGIES, ACOUSTIC EMISSION, NON-DESTRUCTIVE TESTING, CONTROL IN THE PRODUCTION PROCESS, CRACKING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 538.91

Шашурин В.Д., Ветрова Н.А., Куимов Е.В., Мешков С.А., Макеев М.О.

Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1 Email: ekjmo@mail.ru

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫЙ КАНАЛ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

АННОТАЦИЯ

При проектировании устройств терагерцового диапазона на основе резонансно-туннельных структур с рабочей точкой на участке отрицательной дифференциальной проводимости возникают серьезные проблемы в прогнозировании вольтамперных характеристик таких структур. В данной работе решается задача прогнозирования вольтамперных характеристиках резонансно-туннельных диодов на участке отрицательной дифференциальной проводимости для устройств преобразования сигналов. Предложен метод расчёта гистерезиса на вольтамперных характеристиках резонансно-туннельных диодов. Разработанная модель отличается от ранее применявшихся подходов использованием для описания гистерезиса стационарного варианта формализма волновых функций, в то время как ранее применялись нестационарные уравнения формализмов функция Вигнера или квантовой гидродинамики. Показано, что гистерезис является следствием межэлектронного взаимодействия в квантовом канале резонансно-туннельной структуры, которое может быть учтено с помощью метода самосогласованного поля. Рассмотрены три типа начальных условий для системы уравнений Шредингера-Пуассона, и показано, что появление гистерезиса на вольтамперных характеристиках резонансно-туннельных диодов достигается применением специальных начальных условий при процедуре самосогласования. Выяснено, что гистерезис проявляется в стационарном случае постоянного напряжения, что возможно предсказать путём вариации начальных условий при проведении процедуры самосогласования.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ, САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ОСЦИЛЛЯТОРЫ, ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ, БЕСПРОВОДНАЯ КОММУНИКАЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из активно развивающихся направлений современной фотоники является интеграция оптоэлектроники и микроволновой радиоэлектроники, позволяющая создавать системы передачи и обработки информации с недостижимыми ранее параметрами. В связи с этим приоритетным направлением развития науки и техники в данной области в России является разработка отечественной сверхбыстродействующей элементной базы и, прежде всего, активных электрооптических и оптоэлектронных элементов. Примером таких

перспективных активных элементов является резонансно-туннельный диод (РТД) на основе многослойных AlGaAs наногетероструктур. В работах [1-8] показано, в частности, что возможность оптимизации формы вольт-амперных характеристик (ВАХ), а также наличие на ней падающего участка позволяют создавать целый ряд нелинейных преобразователей радиосигналов с улучшенными характеристиками на основе РТД.

Однако на сегодняшний день задача оптимизации формы ВАХ остается нерешенной. Построение модели ВАХ РТД, способной прогнозировать форму ВАХ, представляет собой трудноразрешимую проблему [9]. Дело в том, что ВАХ РТД имеет ряд “артефактов”, физика которых до сих пор остается не до конца понятной, вследствие чего прогнозировать появление этих “артефактов” и, тем более, оценивать их количественно является трудной задачей. Одним из таких артефактов является гистерезис [10] - зависимость силы тока не только от напряжения внешнего поля в текущий момент времени, но и от “предыстории” изменения напряжения. Таким образом, построение модели ВАХ РТД, способной предсказывать появление гистерезиса, является актуальной задачей для проектирования устройств на основе РТД.

МЕТОДЫ

Одним из самых распространённых методов расчёта плотности тока через резонансно-туннельную структуру (РТС) является метод волновых функций, которые рассчитываются из уравнения Шрёдингера для открытой системы [11]

$$\left[-\frac{\hbar}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z} - E + E_c(z) - q_e\varphi(z) + \Sigma(z)\right]\psi(z) = S\,(z), \qquad (1)$$

где $\hbar$ – постоянная Дирака, q_e – элементарный заряд, $m^*(z)$ – эффективная масса электронов, E – энергия электронов, $E_c(z)$ – дно зоны проводимости, $\varphi(z)$ потенциал самосогласованного поля (ПСП), $\Sigma(z)$ – оператор, описывающий отток электронов из активной области структуры в резервуары, $S(z)$ – функция, описывающий инжекцию электронов в активную область, $\psi(z)$ – огибающие волновые функции электронов.

Плотность тока рассчитывается с помощью формулы туннельного тока [12, 13]

$$J(V) = \frac{q_e}{\hbar}\int_{E_s}^{\infty}|\psi(l)|^2\frac{|k_R|}{|k_L|}\frac{|m_L|}{|m_r|}D(E,V)\mathrm{d}E, \qquad (2)$$

где l – координата границы “активная область - сток”, k_R – волновое число в стоке, k_L – волновое число в истоке, m_r – эффективная масса электронов в стоке, m_L – эффективная масса электронов в истоке, $D(E,V)$ – функция снабжения, E_s минимальная энергия в зоне проводимости истока

Важным фактором, влияющим на ВАХ РТД является межэлектронное взаимодействие. Согласно методу самосогласованного поля, ПСП определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\varepsilon(z)\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\varphi(z) = q_e\left[n(z) - N_Д(z)\right], \qquad (3)$$

где $\varepsilon(z)$ – диэлектрическая проницаемость, $N_Д(z)$ – концентрация донорных примесей, $n(z)$ – концентрация электронов.

Концентрация электронов зависит от волновых функций и рассчитывается по формулам, данным в работе [12]. Там же можно найти подробное описание процедуры самосогласования.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 1 показаны результаты расчёта ВАХ в рамках формализма волновых функций с учётом межэлектронного взаимодействия при разных начальных приближениях

ПСП. ВАХ, соответствующая повышающемуся напряжению, была получена, когда в качестве начального приближения ПСП берётся ПСП при меньшем напряжении, что трактуется как расчёт ВАХ при изначально заполненной квантовой яме РТД. ВАХ, соответствующая понижающемуся напряжению, была получена, когда в качестве начального приближения ПСП берётся ПСП при большем напряжении, что трактуется как расчёт ВАХ при изначально пустой яме. Также была рассчитана ВАХ, когда в качестве начального условия выбран ПСП, линейный в активной области и постоянный в резервуарах, которая совпадает с ВАХ, соответствующей понижающемуся напряжению, так как такое начальное условие соответствует структуре, в которой отсутствуют носители заряда. Предложенный метод расчёта гистерезиса не обладает такими недостатками нестационарных моделей, как сложность реализации граничных условий [14], или численное интегрирование при вычислении концентрации в канале [15, 16], при этом сохраняя возможность описания механизма возникновения гистерезиса [17-20].

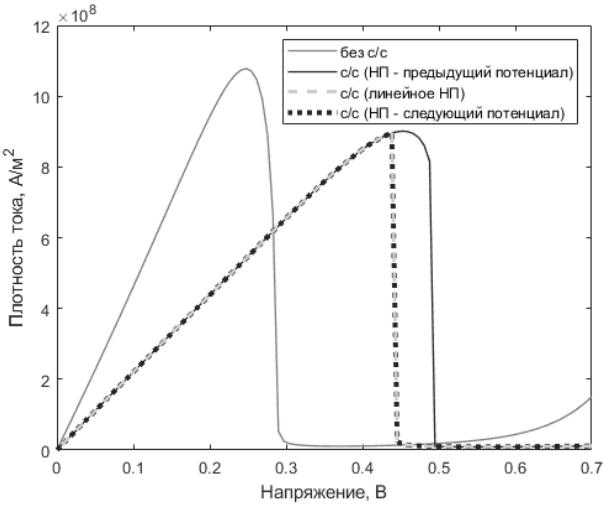


Рис. 1. Стационарные ВАХ РТД, полученные в рамках формализма волновых функций. Самосогласованные ВАХ получены при различных начальных приближениях самосогласованного потенциала: линейный потенциал и потенциал при предыдущем и следующем значениях напряжения

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложена модель токопереноса в РТД, предсказывающая появление гистерезиса как проявление межэлектронного взаимодействия. Межэлектронное взаимодействие учтено методом самосогласованного поля. Однако, в отличие от большинства работ, где расчёты производятся методом функций Вигнера или с помощью гидродинамической модели, предложенная в этой работе модель построена в рамках формализма волновых функций. Ещё одно радикальное отличие состоит в том, что в приведённых работах появление гистерезиса предсказывается в рамках нестационарных моделей, в то время как в разработанной модели предлагается решение, основанное на стационарных волновых функциях. Были рассмотрены три типа начальных условий для процедуры самосогласования, и показано, что появление гистерезиса на ВАХ РТД достигается применением начальных условий специального вида при процедуре самосогласования для расчёта различных ветвей гистерезисной ВАХ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00455, https://rscf.ru/project/22-19-00455/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Saadiah H., Jubadi W.M., Ahmad M., Jabbar M. H.** Resonant Tunnelling Diode Design for Oscillator Circuit // Journal of Physics: Conf. Series. 2018. № 1049. P. 012069.
2. **Wang J., Al-Khalidi A., Alharbi K., Ofiare A., Zhou H., Wasige E., Figueiredo J.** High performance resonant tunneling diode oscillators as terahertz sources // European Microwave Conference: Тез.докл. 46-й Евр.конф. London, 2016. P. 341-344.
3. **Maekawa T., Kanaya H., Suzuki S., Asada M.** Oscillation up to 1.92 THz in resonant tunneling diode by reduced conduction loss // Appl. Phys. Express. 2016. № 9. P. 024101.
4. **Baba R., Stevens B. J., Mukai T., Hogg R. A.** Epitaxial designs for maximizing efficiency in resonant tunnelling diode based terahertz emitters // IEEE Journal of Quantum Electronics. 2018. № 54(2). P. 1-11.
5. **Izumi R., Sato T., Suzuki S., Asada M.** Resonant-tunneling-diode terahertz oscillator with a cylindrical cavity for high-frequency oscillation // AIP Advances. 2019. № 9. P. 085020.
6. **Ogino K., Suzuki S., Asada M.** Phase Locking of Resonant-Tunneling-Diode Terahertz Oscillators // International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves: Тез.докл 42-й Межд. конф. Cancun, 2017.
7. **Feiginov M.** Frequency Limitations of Resonant-Tunnelling Diodes in Sub-THz and THz Oscillators and Detectors // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2019. № 40. P. 365–394.
8. **Geldash A.A., Djuplin V.N., Klimin V.S., Solodovnik M.S., Ageev O.A.** Influence of two-stage growth during the formation of GaAs/Si heterostructures for the creation of optoelectronic devices // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. № 1410. P. 012030.
9. **Kuimov E.V., Vetrova N. A.** Forming a Portion of Negative Differential Conductivity in the I–V Characteristic of Resonant-Tunneling Structures // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2022. № 16(1). P. 176-180.
10. **Fung E., Gelbwaser D., Taylor J., Low J., Xia J., Jradi F., Davydenko I., Campos L., Marder S., Peskin U., Venkataraman L.** Breaking Down Resonance: Nonlinear Transport and the Breakdown of Coherent Tunneling Models in Single Molecule Junctions // Nano letters. 2019. № 19(4). P. 2555-2561.
11. **Vetrova N.A., Ivanov Y.A., Kuimov E.V., Makeev M.O., Meshkov S.A., Pchelintsev K.P., Shashurin V.D.** Modeling of current transfer in AlAs/GaAs heterostructures with accounting for intervalley scattering // RENSIT. 2018. № 10(1). P. 71-76.
12. **Moskaliuk V.A., Timofeev V.I., Fediai**, **A.V.** Ultra-high-speed Electronic Devices. Saarbrucken: LAP Lambert, 2014.
13. **Buccafurri E.** Analytical Modeling of Silicon Based Resonant Tunneling Diode for RF Oscillator Application. Lyon: INSA, 2010.
14. **Berrada S., Carrillo-Nunez H., Lee J., Medina-Bailon C., Dutta T., Badami O., Adamu-Lema F., Thirunavukkarasu V., Georgiev V., Asenov A.** Nano-electronic Simulation Software (NESS): a flexible nano-device simulation platform // Journal of Computational Electronics. 2020. № 19. P. 1031-1046.
15. **Decleer P., Ginste D.V.** A Hybrid EM/QM Framework Based on the ADHIE-FDTD Method for the Modeling of Nanowires // IEEE Journal on Multiscale and Multiphysics Computational Techniques. 2021. № 7. P. 236-251.
16. **Singh M.M., Kumar A., Ratnesh R.K.** Advances in Data Computing, Communication and Security. Singapore: Springer, 2022. P. 687-694.
17. **Gardner C.L.** Quantum hydrodynamic simulation of hysteresis in the resonant tunneling diode at 300 K // J Comput Electron. 2021. № 20(1). P. 230-236.
18. **Schulz L., Inci B., Pech M., Schulz D.** Subdomain-based exponential integrators for quantum Liouville-type equations // J Comput Electron. 2021. № 20. P. 2070-2090.

19. **Zhang W.D., Growden T.A., Storm D.F., Meyer D.J., Berger P.R., Brown E.R.** Investigation of switching time in GaN/AlN resonant tunneling diodes by experiments and P-SPICE models // IEEE Transactions on Electron Devices. 2019. № 67(1). P. 75-79.
20. **Zhao P., Cui H.L., Woolard D.L., Jensen K.L., Buot F.A.** Origin of hysteresis and plateau-like behavior of the IV characteristics of resonant tunneling diodes // International Journal of Modern Physics B. 2000. № 14(04). P. 411-426.

Shashurin V.D., Vetrova N.A., Kuimov E.V., Meshkov S.A., Makeev M.O.

BMSTU, Russia,
105005, Moscow, 2nd Baumanskaya st., 5, building 1 Email: ekjmo@mail.ru

SELF-CONSISTENT QUANTUM-DIMENSIONAL CHANNEL OF GALLIUM ARSENIDE RESONANT TUNNELING DIODES

ABSTRACT

When designing devices in the terahertz range based on resonant tunneling structures with an operating point in the region of negative differential conductivity, serious problems arise in predicting the current-voltage characteristics of such structures. In this work, the problem of predicting the current-voltage characteristics of resonant tunneling diodes in the area of negative differential conductivity for signal conversion devices is solved. A method for calculating the hysteresis on the current-voltage characteristics of resonant tunneling diodes is proposed. The developed model differs from the previously used approaches by using the stationary version of the wave function formalism to describe the hysteresis, while the nonstationary equations of the Wigner function formalism or quantum hydrodynamics were previously used. It is shown that the hysteresis is a consequence of the interelectronic interaction in the quantum channel of the resonant tunneling structure, which can be taken into account using the self-consistent field method. Three types of initial conditions for the system of Schrödinger-Poisson equations are considered, and it is shown that the appearance of hysteresis in the current-voltage characteristics of resonant tunneling diodes is achieved by applying special initial conditions in the self-consistency procedure. It was found that the hysteresis manifests itself in the stationary case of a constant voltage, which can be predicted by varying the initial conditions during the self-consistency procedure.

MATHEMATICAL MODELING, RESONANT TUNNELING STRUCTURES, SELF-CONSISTENT POTENTIAL, ELECTRON CONCENTRATION, OSCILLATORS, SEMICONDUCTOR EPITAXIAL LAYERS, WIRELESS COMMUNICATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.24

Близнюк В.В., Паршин В.А., Семенова О.И., Тарасов А.Е.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: 4059541@mail.ru

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТОКОВ

АННОТАЦИЯ

В активных лазерных измерительных системах в качестве источников излучения, влияющих на параметры среды, в которой распространяется поток частиц, используются мощные многомодовые лазерные диоды. Важнейшим метрологическим параметром таких лазеров является срок службы. Рассмотрен метод прогнозирования срока службы отдельно взятого экземпляра лазера по грубой структуре его спектральной характеристики - континууму спектральных линий с центральной частотой ν_{0i} *и полушириной* $\Delta\nu_i$*. Метод основан на сравнении в пределах диапазонов частот* $\Delta\nu_i$ *функций, описывающих контур спектральной линии и лоренцев контур. За меру отличия сравниваемых функций предложено принять интегральный параметр* A_i*, рассчитываемый в пределах спектрального диапазона* $\Delta\nu_i$*. Экспериментально установлено, что срок службы лазерного диода тем больше, чем больше значение интегрального параметра. Установлено, что значения параметра* A_i *для разных каналов генерации могут существенно отличаться. Поэтому для прогнозирования срока службы многомодового лазерного диода предлагается использовать наименьшее из всех значений интегрального параметра.*

МОЩНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД, СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ, СРОК СЛУЖБЫ

ВВЕДЕНИЕ

Мощные полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) с выводом излучения через оптическое волокно широко используются в разных областях науки, техники и медицины. К таким лазерам принято относить ЛД с мощностью непрерывной генерации от сотен милливатт до нескольких ватт, а также ЛД, у которых с электрического контакта шириной 1 мкм снимается излучение мощностью 10 мВт и более [1].

Современные методики тестирования гетероструктуры ЛД основаны на анализе временно́й зависимости мощности, диаграммы направленности и степени линейной поляризации (контраста) [2-6]. При нормальном режиме работы ЛД первые признаки деградации проявляются через две-три тысячи часов наработки. Поэтому в настоящее время для тестирования гетероструктуры ЛД используется метод ускоренного старения лазера при повышенной температуре окружающей среды. Однако в ходе ускоренного старения ЛД может практически полностью выработать свой ресурс, что не позволяет решить главную проблему, остро стоящую при серийном производстве лазеров – проблему определения качества

конкретного отдельно взятого активного элемента ЛД без расходования значительной части ресурса лазеров [7].

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

В поисках параметра, обеспечивающего контроль состояния конкретного ЛД, мы исследовали спектры излучения пяти экземпляров ЛД модели KLM-H980-120-5 мощностью 120 мВт через 10 часов наработки и через 90 часов ускоренных испытаний на старение при температуре 45°С (что эквивалентно 250 часам работы в штатном режиме). Вся партия ЛД изготавливалась в едином технологическом цикле. Каждый лазер имел указанный в техническом паспорте инвентаризационный номер: ЛД126; ЛД127; ЛД128; ЛД129 и ЛД130.

Ширина контакта W всех ЛД была равна 40 мкм, штатная мощность излучения P – 120 мВт, а спектр излучения лежал в диапазоне, указанном в паспорте – 980 ± 5 нм. Пороговые токи ЛД из исследуемой партии приборов варьировались в пределах от 74,6 мА до 75,3 мА.

Для измерений спектра был использован спектрометр МДР-23 с разрешением 0.05 нм по длине волны. Анализ спектра ЛД позволил выделить в нем тонкую и грубую структуру.

Тонкая структура спектра представляла собой эквидистантно расположенные линии, что характерно для резонатора Фабри-Перо. Разность длин волн соседних продольных мод равнялась 0,2 нм, что соответствует длине резонатора 0,67 мм. В тонкой структуре наблюдались группы продольных мод с пиками большой интенсивности. Огибающие таких групп пиков представляли собой элементы грубой структуры спектра ЛД – каналы генерации, рассмотренные нами ранее в работах [2, 3].

Выделение в спектре излучения ЛД тонкой и грубой структуры позволило впервые анализировать процесс деградации лазера, основываясь на временной зависимости не только грубой структуры спектра, но и тонкой.

На момент начала тестирования партии лазеров время наработки всех приборов не превышало 10 часов. Анализ спектров излучения пяти ЛД показал, что в спектре излучения лазеров с порядковыми номерами 126 и 129 можно выделить один и два канала генерации соответственно, а в спектре излучения лазеров с порядковыми номерами 127, 128 и 130 – три канала генерации.

Через 90 часов ускоренных испытаний партии лазеров в спектре ЛД 126 сохранялся один канал генерации, в спектре ЛД 129, как это было отмечено выше, возникало еще два канала генерации. До четырех возрастало и число каналов генерации ЛД с порядковыми номерами 127, 128 и 130. Таким образом, для всех ЛД, кроме ЛД 126, наблюдалось увеличение числа каналов генерации.

Распад излучения на отдельные каналы генерации в случае увеличения количества этих каналов указывает, как это было показано в [2], на ухудшение состояния гетероструктуры и ее быструю деградацию. Важно, что этот распад наблюдается в начальной стадии эксплуатации лазеров.

Процесс деградации ЛД рассмотрим на примере ЛД 129. Спектры излучения ЛД129 до и после ускоренных испытаний лазера на старение приведены на рисунках 1а и 1б. На рисунках видно, что в процессе деградации ЛД129 в течение 90 часов ускоренных испытаний на старение наблюдаются два процесса: появление в грубом спектре двух новых огибающих группы пиков большой интенсивности и перераспределение энергии излучения между продольными модами. Новые огибающие групп пиков тонкой структуры большой интенсивности соответствуют появлению в активном резонаторе ЛД новых каналов генерации [2, 3]. Объясняется это тем, что в процессе деградации увеличиваются потери $\alpha_{внутр}$ в резонаторе, и, в связи с этим, уменьшается средняя длина когерентности $L_{ког}$ излучения продольных мод [2]. При этом общее число генерируемых продольных мод и частотный интервал между ними при деградации ЛД не изменяется.

Как уже отмечалось выше, ускоренные испытания ЛД129 на старение проводились в течение 90 часов при температуре окружающей среды 45°С, что соответствует времени

наработки лазера 250 часов при нормальных условиях эксплуатации. Из этого следует, что увеличение числа каналов генерации наблюдается уже в начальной стадии эксплуатации лазера, а значит, имеет место быстрая деградация гетероструктуры ЛД129. Ресурс такого не превышает 1000 часов, что недопустимо мало для использования такого лазера в измерительных системах.

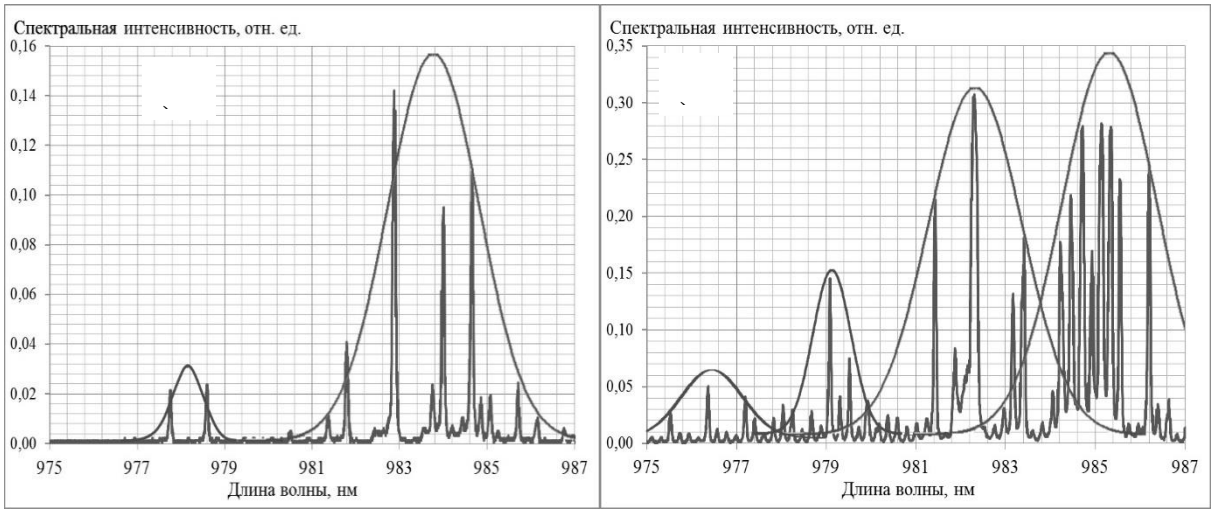


Рис. 1. Спектральные характеристики мощного лазерного диода ЛД129 модели KLM-H980-120-5: а) на начальном этапе эксплуатации; б) через 90 часов ускоренных испытаний на старение

Именно благодаря этому методика определения состояния гетероструктуры конкретного серийного мощного диодного лазера по количеству каналов генерации излучения применима для быстрой ресурсосберегающей диагностики излучения диодных лазеров.

Представление спектра излучения лазерного диода в виде суммы спектров всех каналов генерации позволяет определять качество структуры лазерного диода путем расчета интегрального параметра A_i в пределах ширины каждой i-ой линии грубой структуры спектра ЛД $\Delta\nu_i$. При расчете использовалась та же методика, по которой рассчитывался интегральный параметр A одномодового лазера в [2]. Так, численный анализ функций $f_{\text{эксп.}i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)$ осуществляется путем их сравнения с профилем лоренцевого контура в пределах ширины i-ой линии $\Delta\nu_i$. Для проведения такого анализа в пределах каждого канала генерации ЛД вводится параметр A_i, значение которого рассчитывалось по формуле:

$$A_i = 1 - \int_{\nu_{1/2\,i\,\min}}^{\nu_{1/2\,i\,\max}} \left(\frac{\left| D\left(\frac{\nu - \nu_{0i}}{\Delta\nu_i} \right) - 1 \right|}{\Delta\nu_i} \right) d\nu, \qquad (1)$$

где $\nu_{1/2\,i\,\max}$ и $\nu_{1/2\,i\,\min}$ – частоты, которые определяются из условия:

$$f_{\text{эксп.}i}\left(\nu_{1/2\,i\,\min}\right) = f_{\text{эксп.}i}\left(\nu_{1/2\,i\,\max}\right) = f_L\left(\nu_{1/2\,i\,\min}\right) = f_L\left(\nu_{1/2\,i\,\max}\right) = 0{,}5 \qquad (2)$$

и

$$D\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)=\frac{f_{\text{эксп.}i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)}{f_L\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)} \quad (3)$$

где ν_{0i} – центральная частота i-ой линии генерации шириной $\Delta\nu_i$, в пределах которой сравниваются лоренцева форма линии $\varphi_{L_i}(\nu)$ и эмпирически определенная функция $f_{\text{эксп.}i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)$, описывающая контур линии.

Значение частоты ν_{0i} определяется по формуле:

$$\nu_{0i}=\frac{1}{2}\left(\nu_{1/2\,i\,\max}+\nu_{1/2\,i\,\min}\right). \quad (4)$$

Лоренцева форма линии имеет вид резонансной кривой с максимумом на частоте ν_{0i} :

$$\varphi_{L_i}(\nu)=\frac{1}{2\pi}\cdot\frac{\Delta\nu_{L_i}}{(\nu-\nu_{0i})+\frac{\Delta\nu_{L_i}{}^2}{4}} \quad (5)$$

Из (1) и (3) следует, что значение параметра A_i стремится к единице, когда функция $f_{\text{эксп.}i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)$, может быть хорошо аппроксимирована функцией (5).

При возрастании количества каналов генерации увеличивается и число анализируемых по формулам (1)-(5) функций $f_{\text{эксп.}i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)$, что, впрочем, не нарушает критерия определения срока службы ЛД по параметру A_i.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделение в спектре излучения ЛД тонкой и грубой структуры и анализ их временной зависимости позволили оценить ресурс конкретного отдельно взятого мощного ЛД по методике, использованной ранее для прогнозирования срока службы одномодовых лазерных диодов. Методика базируется на расчете интегрального параметра. Поэтому интегральный параметр использован при определении качества гетероструктуры конкретного экземпляра серийно изготовленного мощного ЛД.

Ускоренные испытания лазера на старение на начальной стадии его эксплуатации позволили исключить непродуктивное расходование значительной ресурса ЛД, что крайне важно при проведении входного контроля качества отдельно взятого мощного ЛД в условиях серийного производства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Жуков А.Е.** Физика и технология полупроводниковых наноструктур. СПб.: Элмор. 2007. 304 с.
2. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Тарасов А.Е.** Определение скорости деградации мощного лазерного диода по зависимости спектра излучения от вариаций тока накачки // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225-260.
3. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Семенова О.И., Смирнов А.И., Тарасов А.Е.** Методика определения состояния гетероструктуры мощного ИК диодного лазера по токовой зависимости его спектральной характеристики // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1598-1601.

4. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Тарасов А.Е.** Конкретизация срока службы мощного ИК лазерного диода с использованием модели автономного канала генерации // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008-1012.
5. **Адамов А.А., Баранов М.С., Храмов В.Н.** // Научно-технический вестник ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356-362.
6. **Тарасов И.С.** // Квантовая электроника. 2010. Т. 40. №. 8. С. 661-681.
7. **Сидоров В.Г., Шмидт Н.М.** // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2 (170). С.71-80.

Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Semenova O.I., Tarasov A.Y.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnozazarynaya Str., 14, E-Mail: 4059541@mail.ru

METROLOGICAL SOFTWARE FOR LASER MEASURMENT SYSTEMS USED TO INVESTIGATE FLOWS

ABSTRACT

In active laser measurement systems powerful multimode laser diodes are used as radiation sources affecting the parameters of the medium in which the particle flux propagates. The most important metrological parameter of such lasers is their lifetime. In this paper, a method is considered for predicting the lifetime of a single laser sample by the fine structure of its spectral characteristic which is a continuum of spectral lines with central frequencies ν_{0i} *and half-widths* $\Delta\nu_i$*. The method is based on comparison within the frequency ranges of* $\Delta\nu_i$ *functions describing the contour of the spectral line with a normalized Gaussian function. The integral parameter* B_i*, calculated within the spectral range* $\Delta\nu_i$ *as the integral of the difference between the experimentally measured functions and the normalized Gaussian function divided by the normalized function, was suggested to be the measure of difference between the functions being compared. It is experimentally established that the lifetime of the laser diode is greater, the smaller the value of the integral parameter. It is found that the parameter* B_i *for spectral lines with different center frequencies* ν_{0i} *can differ significantly. Therefore, it is proposed to use the lowest of all values of the integral parameter to predict the lifetime of a multimode laser diode.*

HIGH POWER LASER DIODE, EMISSION SPECTRUM, LIFETIME

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 621.383

Вытовтов К.А.[1], Барабанова Е.А.[1], Иванов М.Г.[2], Вытовтов Г.К.[3]

[1] Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., 65, E-mail: vytovtov_konstan@mail.ru
[2] Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14
[3] Астраханский государственный технический университет, Россия, 414056, Москва, Татищева ул., 16

ОПТИЧЕСКИЙ КОММУТАТОР С ДЕЦЕНТРАЛИЗОВАННЫМ УПРАВЛЕНИЕМ ДЛЯ ФОТОННЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

АННОТАЦИЯ

Предложена принципиально новая модель оптического коммутатора с децентрализованным управлением. Преимуществом предлагаемого коммутатора является отсутствие оптоэлектронного преобразования информационного сигнала и возможность построения коммутационных схем большой емкости и малой сложности. Схема коммутатора включает в себя следующие основные элементы: электрически управляемые ключи на основе ниобата лития, фильтры Брэгга, оптические вентили, фокусирующие системы, управляющую линзовую систему, локальную систему формирования управляющих сигналов. Проведенный расчет оптических устройств коммутатора показал возможность его реализации и функционирования в рабочем диапазоне 1310-1550 нм.

ОПТИЧЕСКИЙ КОММУТАТОР, ФИЛЬТР БРЭГГА, ОПТИЧЕСКИЙ МУЛЬТИПЛЕКСОР, НИОБАТ ЛИТИЯ, КОЭФФИЦИЕНТ ПРОХОЖДЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В связи с повышением требований к пропускной способности и информационной безопасности каналов связи актуальным является разработка фотонных систем связи нового поколения [1-9]. В отличие от оптоэлектронных систем, предусматривающих электрооптическое и оптико-электронное преобразование сигналов в узлах коммутации, в фотонных или так называемых полностью оптических системах связи такое преобразование отсутствует, что существенно повышает скорость обработки информации. При этом управление процессом коммутации может происходить как с использованием внешнего устройства, так и с использованием локальных устройств управления оптического коммутатора. Недостатком внешнего управления является низкое быстродействие, ограниченное производительностью существующего электронного процессора [4]. Поэтому разработка оптических коммутаторов с децентрализованным управлением является актуальной задачей несмотря на их большую схемную сложность [8]. В работах [8,9] предложены электрооптические коммутаторы с децентрализованным управлением, в основе которых лежат отклоняющие системы с небольшим пространственным разнесением

оптических сигналов. Данный недостаток повышает вероятность ложного срабатывания устройства, в виду попадания оптического сигнала в соседний канал.

В данной работе предложена принципиально новая схема полностью оптического коммутатора с децентрализованным управлением и частотно-временным разделением сигналов, обеспечивающего большее пространственное разнесение сигналов, а значит и большее переходное затухание.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью данной работы является разработка модели оптического коммутатора с децентрализованной системой управления, функционирующего в диапазоне 1310 ÷ 1550 нм. Управляющая информация заложена в заголовке оптических пакетов, на основе которой локальные элементы управления коммутатором осуществляют процесс выбора канала передачи данных.

СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Предлагаемый коммутатор функционирует на основе принципа частотно-временного разделения каналов, согласно которому управляющие сигналы из заголовка оптического пакета и информационный сигнал передаются одновременно на разных частотах, при этом каждый пакет - в своем временном интервале для исключения блокировок коммутатора [8]. Номер выхода задается комбинацией управляющих сигналов, количество которых определяется числом выходов коммутатора.

Коммутатор является масштабируемым устройством, базовым коммутационным элементом которого является система 4 × 4, настраиваемая тремя управляющими сигналами (рис. 1). Базовый коммутационный элемент состоит из входных согласующих устройств 1-4, сигналы на которые поступают с оптических входов I-IV, оптического мультиплексора 5, системы фильтров Брэгга 6-8, формирователя управляющих сигналов 9, оптической коммутационной системы, состоящей из управляемых ключей 10-12 и полностью отражающего зеркала 13; фокусирующей системы 14-17, короткофокусной собирающей линзы 18, выходных согласующих устройств 19-22, сигналы через которые поступают на оптические выходы V-VIII.

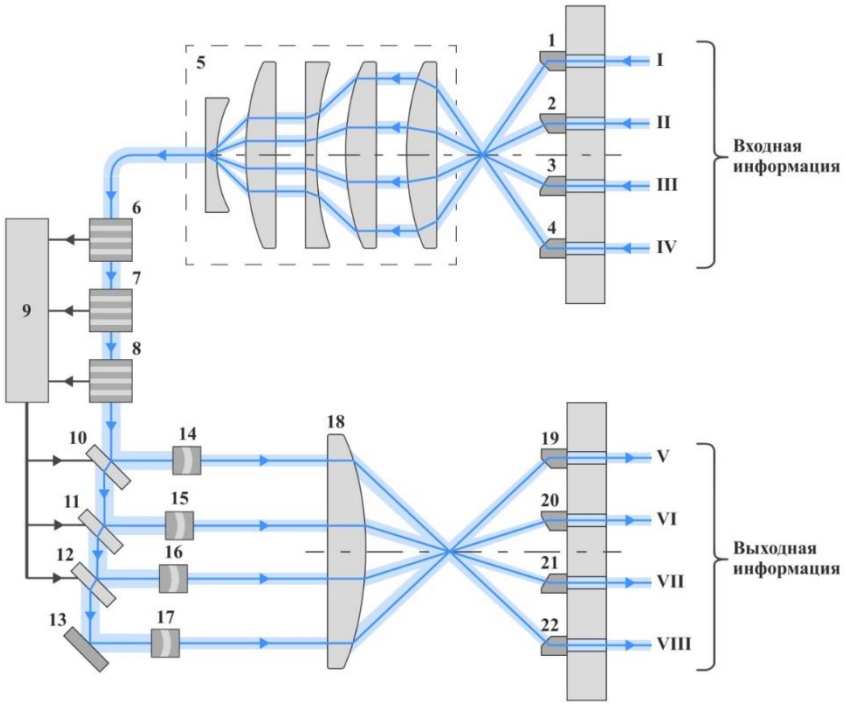


Рис. 1. Структурная схема полностью оптического коммутатора 4 × 4

Принцип действия коммутационного элемента рассмотрен на примере передачи информации со входа I на выход V. Оптический пакет, включающий в себя три управляющих сигнала на длинах волн λ_1, λ_2, λ_3 и информационный сигнал на длине волны $\lambda_{инф}$ поступает на вход I, а затем через согласующее устройство 1 на оптический мультиплексор 5. С выхода мультиплексора 5 комбинация сигналов поступает на систему фильтров Брэгга 6-8. Фильтр Брэгга 6 выделяет управляющий сигнал на длине волны λ_1 для управления оптическим ключом 10, затем оставшаяся комбинация поступает на фильтр Брэгга 7, где выделяется управляющий сигнал на длине волны λ_2 для управления оптическим ключом 11, последний управляющий сигнал на длине волны λ_3 для ключа 12 выделяется фильтром Брэгга 8. Информационный сигнал с системы фильтров Брэгга поступает на систему электрооптических ключей 10-12. Сигналы с 6, 7 и 8 поступают на устройство формирования управляющих электрических сигналов 9, управляющее ключами 10, 11, 12. В данном случае эти ключи открываются и информационный сигнал через 13, поступает на фокусирующую систему 17, затем на собирающую линзу 18, согласующее устройство 19 и выход V. В общем случае базовый коммутационный элемент может иметь *N* входов и *N* выходов.

ОПТИЧЕСКИЕ КЛЮЧИ

Оптические ключи 10-12, используемые в схеме коммутатора, выполнены на основе многослойной периодической структуры. Каждый период включает в себя слой обычного диэлектрика толщиной h_3 с показателем преломления n_3, а также слой ниобата лития ($LiNbO_3$) толщиной h_2 с показателем преломления n_2. Все слои ниобата лития соединены электродами 1 и 2, представляющими собой тонкие проводящие пластины. При подаче на них управляющей разности электрических потенциалов $\varphi_U - \varphi_0$ коэффициент отражения структуры близок к единице, и падающая под углом θ_1 волна отражается. В отсутствии внешней разности потенциалов, коэффициент отражения структуры близок к нулю и волна проходит через структуру под углом θ_1.

В расчетах коэффициента прохождения и отражения учитывается зависимость показателя преломления ниобата лития от напряжения [9] в виде $n_2 = n_0 - (rn_0^3/2l)U - (\zeta n_0^3/2\,l^2)U^2$, где $n_0 = \sqrt{\varepsilon\mu} \approx 6{,}05$ [9], l – расстояние между электродами (в данном случае $l = 5 \cdot 10^{-3}$ м), r – электро-оптический коэффициент Поккельса ($r = 10^{-12} \div 10^{-10}$ м/В), ζ – коэффициент Керра ($10^{-18} - 10^{-14}$ м^2/В^2), U — напряжение, прикладываемое к электродам.

Коэффициента прохождения подобной многослойной структуры находится с использованием метода матрицы преобразования [10]:

$$T = \frac{2\rho_0}{\rho_0^2 \cdot M_{21} + \rho_0 \cdot M_{11} + \rho_0 \cdot M_{22} + M_{12}}, \qquad (1)$$

где ρ_0 — характеристическое сопротивление вакуума, M_{ij} — элементы 2×2 матрицы преобразования [10] слоистой структуры.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента прохождения информационного сигнала от управляющего напряжения, определяемого выражением (1) для структуры с параметрами $h_2 = 15 \cdot 10^{-6}$ м, $h_3 = 15 \cdot 10^{-6}$ м, $n_3 = 13$. Здесь угол падения $\theta_1 = \pi/4$, число периодов $N = 100$, $\lambda = 1550$ нм.

Из результатов расчета видно, что при отсутствии внешнего напряжения ($U = 0$) модуль коэффициента прохождения составляет 0.997, ключ находится в открытом состоянии. При напряжении $U \geq 0{,}03$ В коэффициент отражения не превышает 0,048, оптический ключ переходит в закрытое состояние.

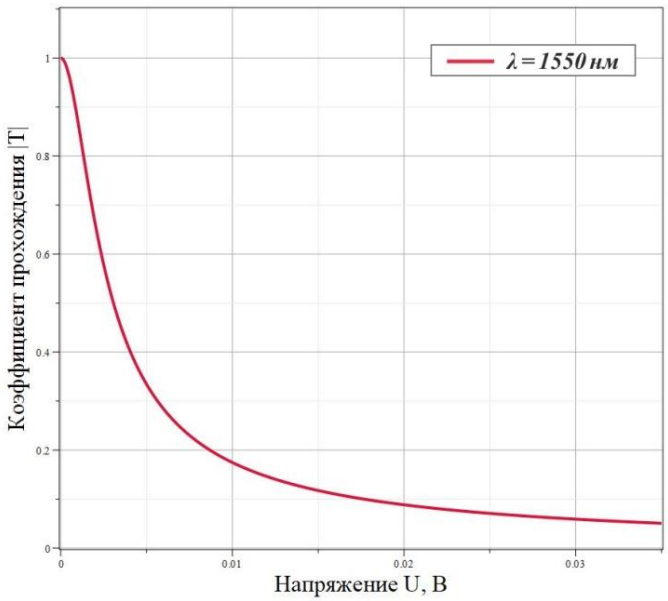


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения от напряжения и длины волны

РАСЧЕТ ФИЛЬТРОВ БРЭГГА

Оптический пакет, состоящий из одного информационного сигнала, передаваемого на длине волны $\lambda_{инф} = 1550$ нм и трех управляющих сигналов, передаваемых на длинах волн $\lambda_1 = 1310$ нм, $\lambda_2 = 1370$ нм, $\lambda_3 = 1460$ нм, поступает на систему из трех фильтров Брэгга I-III (рис. 3), которые последовательно отражают управляющие сигналы на длинах волн λ_1, λ_2, λ_3 соответственно. Амплитудно-частотные характеристики соответствующих фильтров представлены на рис. 4.

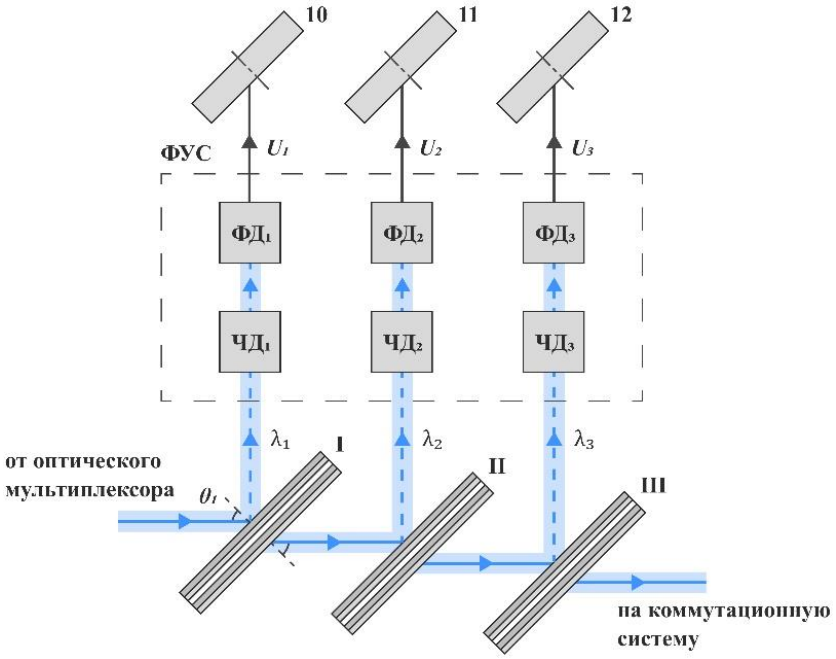


Рис. 3. Система фильтров Брэгга

Для управления оптическими ключами 10-12 служит формирователь управляющих электрических сигналов ФУС, состоящий из трех частотных детекторов $ЧД_1$-$ЧД_3$ и трех фотодиодов $ФД_1$-$ФД_3$. Наличие или отсутствие оптических импульсов, передаваемых на каждой из управляющих длинах волн λ_1, λ_2, λ_3, определяет амплитуды электрических сигналов U_1, U_2, U_3, вырабатываемых фотодиодами $ФД_1$-$ФД_3$ и подаваемых на оптические

ключи 10-12 соответственно. В случае наличия оптического управляющего сигнала на заданной длине волны вырабатывается электрический сигнал напряжением 0,03В, который определяет уровень сигнала логической 1, отсутствие оптического управляющего сигнала соответствует напряжению 0В - логического нуля. Таким образом, комбинации управляющих электрических сигналов для передачи информации на заданный выход можно записать в виде: а) на V выход: $\{U_1, U_2, U_3\} = \{1,1,1\}$; б) на VI выход: $\{U_1, U_2, U_3\} = \{1,1,0\}$; в) на VII выход: $\{U_1, U_2, U_3\} = \{1,0,0\}$; г) на VIII выход: $\{U_1, U_2, U_3\} = \{0,0,0\}$.

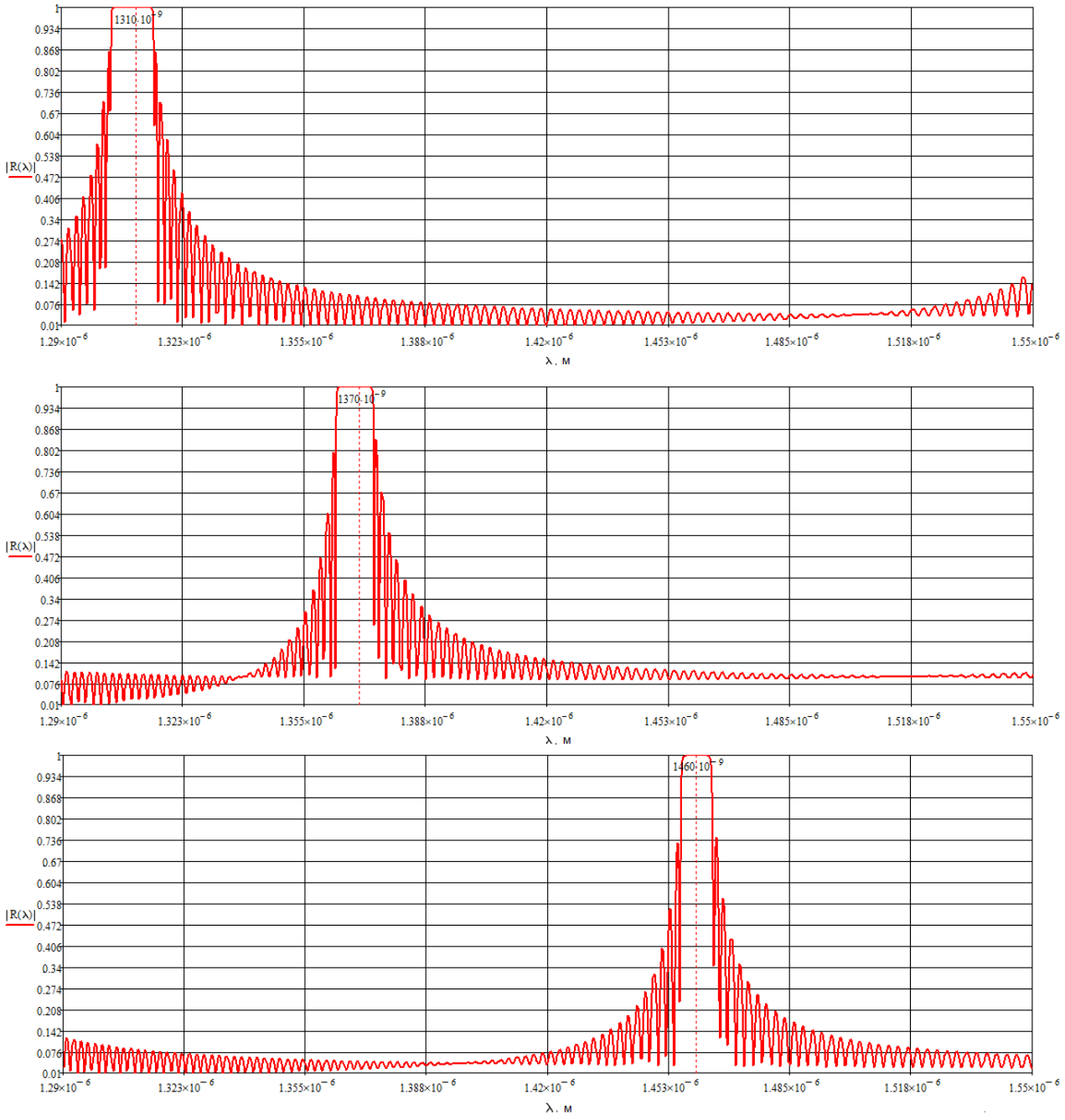


Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики фильтров Брэгга

Полученные амплитудно-частотные характеристики показывают, что в фильтрах Брэгга I-III на длинах волн $\lambda_1 = 1310, \text{нм}$, $\lambda_2 = 1370, \text{нм}$, $\lambda_3 = 1460\ \text{нм}$ соответственно обеспечивается необходимое отражение сигнала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложена модель полностью оптический коммутатора, отличительной особенностью которого является отсутствие внешнего электронного управляющего устройства, что позволяет повысить его быстродействие. Авторами исследован 4 × 4-коммутатор, однако схема позволяет строить коммутаторы и на большее количество входов (выходов), которое определяется, во-первых, требованиями к вероятности ложного срабатывания за счет попадания луча в соседний канал, во-вторых, требованием к количеству управляющих сигналов, которое определяется полосой пропускания канала связи. Предложенное устройство также может быть использовано для проектирования многокаскадных коммутаторов большой емкости для магистральных оптических линий связи.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00795.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Maier M., Ebrahimzadeh A., Beniiche A., Rostami S.** The Art of 6G (TAO 6G): how to wire Society 5.0 // Journal of Optical Communications and Networking. 2022. № 14(2). P. A101-A112.
2. **Косцов Э.Г.** Состояние и перспективы микро- и наноэлектромеханики // Автометрия. 2009. № 45(3). С. 3-52.
3. **Nandi D., Nandi S., Sarkar A., Sarkar C.K.** Optical Switching: Device Technology and Applications in Networks. Wiley. 2022. 362 p.
4. **Xue X., Calabretta N.** Nanosecond optical switching and control system for data center networks // Nature communications. 2022. № 13(1). 2257.
5. **Chu T., Chen N., Tang W., Wu Y.** Large-Scale High-Speed Photonic Switches Fabricated on Silicon-Based Photonic Platforms // Proc. Conf. Optical Fiber Communication Conference (OFC). Technical Digest Series (Optica Publishing Group), 2023. P. M4J.6.
6. **Kita T., Mendez-Astudillo M.** Ultrafast silicon MZI optical switch with periodic electrodes and integrated heat sink // Journal of Lightwave Technology. 2021. № 39(5). P. 5054-5060.
7. **Barabanova E.A., Vytovtov K.A., Vyshnevsky V.M., Podlazov V.S.** High-capacity strictly non-blocking optical switches based on new dual principle // Journal of Physics: Conference Series. Bristol: IOP Publishing, 2021. № 20919(1). С. 012040.
8. **Vytovtov K.A., Barabanova E.A., Zouhdi S.S.** Optical switching cell based on metamaterials and ferrite films // Proceedings of the 12th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena – Metamaterials. IEEE, 2018. С. 424-426.
9. **Barabanova E.A., Vytovtov K.A., Ivanov M.G.** Optical Antenna with Controlled Pattern for Atmospheric Link of Mobile Air Object // Proceeding of 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). IEEE, 2022. С. 1-5.
10. **Born M.E., Wolf E.** Principles of optics. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.

Vytovtov K.A.[1], Barabanova E.A.[1], Ivanov M.G.[2], Vytovtov G.K.[3]

[1] V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS, Russia, 117997, Moscow, Profsoyuznaya st., 65, E-mail: vytovtov_konstan@mail.ru
[2] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14
[3]Astrakhan State Technical University, Russia, 414056, Astrakhan, Tatishcheva st., 16

OPTICAL SWITCH WITH DECENTRALIZED CONTROL FOR PHOTON COMMUNICATION SYSTEMS

ABSTRACT

A fundamentally new model of an optical switch with decentralized control is proposed. The advantage of the proposed switch is the absence of optoelectronic conversion of the information signal and the possibility of building switching circuits of high capacity and low complexity. The switch circuit includes the following main elements: electrically controlled switches based on lithium niobate, Bragg filters, optical valves, focusing systems, a control lens system, and a local system for generating control signals. The calculation of the optical devices of the switch showed the possibility of its implementation and operation in the operating range of 1310-1550 nm.

OPTICAL SWITCH, BRAGG FILTER, OPTICAL MULTIPLEXER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 548.73

Элиович Я.А.[1], Мачихин А.С.[2], Писаревский Ю.В.[1], Аккуратов В.И.[1], Благов А.Е.[1], Ковальчук М.В.[1], Проценко А.И.[1]

[1] ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 119333, Москва, ленинский проспект, 59с1, E-mail: yan.eliovich@gmail.com
[2] Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: aalexanderr@mail.ru

АДАПТИВНАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА – СОВРЕМЕННЫЙ ИНСТРУМЕНТ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

АННОТАЦИЯ

Представлен краткий обзор направления разработки адаптивных элементов рентгеновской оптики (АЭРО) в ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Приведены примеры экспериментальных времяразрешающих методик, реализуемых на широком кругу исследовательских приборов, а также реальные примеры применения адаптивной оптики для исследования динамики эволюции кристаллической структуры в условиях различных внешних воздействий, включая динамические ультразвуковые воздействия и одноосные механические нагрузки. Сформулированы дальнейшие направления развития, включающие разработку комплексных подходов к исследованию кристаллов, основанных на одновременном применении различных экспериментальных методик (например, рентгеновского излучения и инфракрасной видеоспектрометрии).

АДАПТИВНАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА, РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИФРАКТОМЕТРИЯ, БЫСТРАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.

ВВЕДЕНИЕ

Уникальные возможности, предоставляемые рентгеновским и синхротронным излучением для исследований в области современного материаловедения, привели к их повсеместному применению как в прикладной, так и в фундаментальной области науки. Установки на основе источников рентгеновского излучения используются как в циклах промышленного производства, например для контроля качества готовой продукции, так и для проведения фундаментальных исследований процессов, происходящих в упорядоченных и неупорядоченных объектах, например, для оценки качества кристаллической структуры и ее динамики или для исследования сложных многостадийных химических процессов и систем.

Именно в сторону исследования различных динамических процессов все больше смещается фокус современного научного познания, что приводит к возникновению новых требований к аппаратно-методическому обеспечению для проведения соответствующих экспериментов. Одной из ключевых задач в этой области является развитие подходов, обеспечивающих проведение экспериментов с временным разрешением. Существует три

способа их реализации – с помощью модуляции временной структуры исходного пучка, возможной на современных источниках синхротронного излучения и лазерах на свободных электронах, с помощью быстрой детектирующей аппаратуры, позволяющей в режиме реального времени отслеживать происходящие в образце изменения при его непрерывном облучении, или же с помощью особых элементов рентгеновской оптики, которые позволяют управлять параметрами пучка непосредственно в процессе эксперимента с помощью различных подходов. Такие элементы получили название адаптивных элементов рентгеновской оптики (АЭРО), и их развитием давно и успешно занимается научный коллектив из ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

КОНЦЕПЦИЯ АДАПТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ

В настоящий момент в ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН развивается два независимых направления создания адаптивных элементов рентгеновской оптики. Первое направление основано на использовании ультразвуковой модуляции параметра решетки кристалла-монохроматора, которое можно использовать для контролируемой перестройки параметров дифрагируемого таким монохроматором рентгеновского пучка. Это направление развивается достаточно давно [1] и показало свою применимость для реализации методик быстрой рентгеновской дифрактометрии (быстрой регистрации кривых дифракционного отражения, КДО) и даже спектроскопии. Однако ключевой проблемой этого направления был и остается ограниченный максимальный диапазон перестройки параметров пучка, зависящий от вариации параметра решётки, а значит, напрямую связанный с прочностью кристаллов, используемых для изготовления соответствующих адаптивных элементов.

Другое направление основано на применении специальных пьезоакутуаторов на основе бидоменных кристаллов ниобата лития, синтезируемых по особой технологии [2]. Приложение электрического сигнала к такому элементу вызывает его изгиб, поэтому, если прикрепить к его свободному краю рентгеновское зеркало, например, совершенный кристалл кремния, возникает возможность управлять угловым положением дифрагированного этим зеркалом пучка с помощью вариации значения управляющего напряжения. При этом в зависимости от типа управляющего сигнала будет отличаться и поведение самого адаптивного элемента [3,4].

Стоит отметить, что сама по себе идея использования пьезоподвижек для создания управляемых элементов рентгеновской оптики не нова – для этой цели, в том числе и для создания быстрых монохроматоров [5], давно используется пьезокерамика, однако она обладает важным недостатком – гистерезисом зависимости изгиба от напряжения, что делает возможным ее применение в прецизионных рентгеновских экспериментах только при использовании дополнительных систем обратной связи, а это ограничивает возможности оснащения такими элементами экспериментальных установок.

Реализация быстрой рентгеновской дифрактометрии на основе АЭРО

Использование бидоменных кристаллов для создания рентгеновских адаптивных элементов позволило решить эту проблему [6] и открыло новые возможности для создания широкого класса экспериментальных методик двух- и трехкристальной быстрой рентгеновской дифрактометрии. В частности, в цикле работ [7-9] было показано, что такие элементы при установке на лабораторном дифрактометре позволяют существенно расширить его функциональные возможности. Принципиальные места установки адаптивных элементов на примере дифрактометра ТРС показаны на рис. 1.

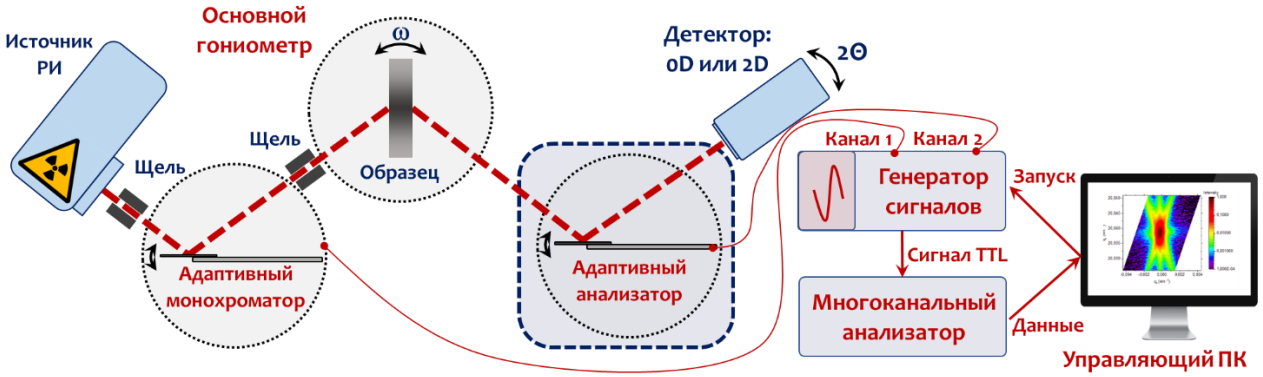


Рис. 1. Принципиальная схема лабораторного дифрактометра с двумя адаптивным элементами – в положении монохроматора и анализатора, позволяющая проводить быструю регистрацию кривых дифракционного отражения и карт обратного пространства

В случае двухкристальной схемы при использовании одного адаптивного элемента в положении монохроматора возникает возможность регистрации кривых дифракционного отражения (КДО) исследуемого кристалла в непрерывном покадровом режиме, или, как его еще называют, в режиме «рентгеновского кино». В таком режиме в рамках оценки возможности методики проводились исследования ряда перспективных для микроэлектронной промышленности кристаллических материалов – кристаллов кварца, парателлурита, фторида лития и других. Пример полученного результата представлен на рис. 2а.

В свою очередь, трехкристальная схема позволяет не только отслеживать такие изменения, но и определить их природу. В случае трехкристальной схемы быстрой рентгеновской дифрактометрии возможно использование сразу двух АЭРО – в качестве быстрого монохроматора и быстрого анализатора. Это открывает возможности для быстрого измерения карт обратного пространства (КОП), при этом фактическое быстродействие методики в случае использования двух адаптивных элементов в резонансном режиме упирается в интенсивность лабораторных источников рентгеновского излучения. Пример полученной таким методом карты для модельного образца, кристалла кремния, представлен на рис. 2б.

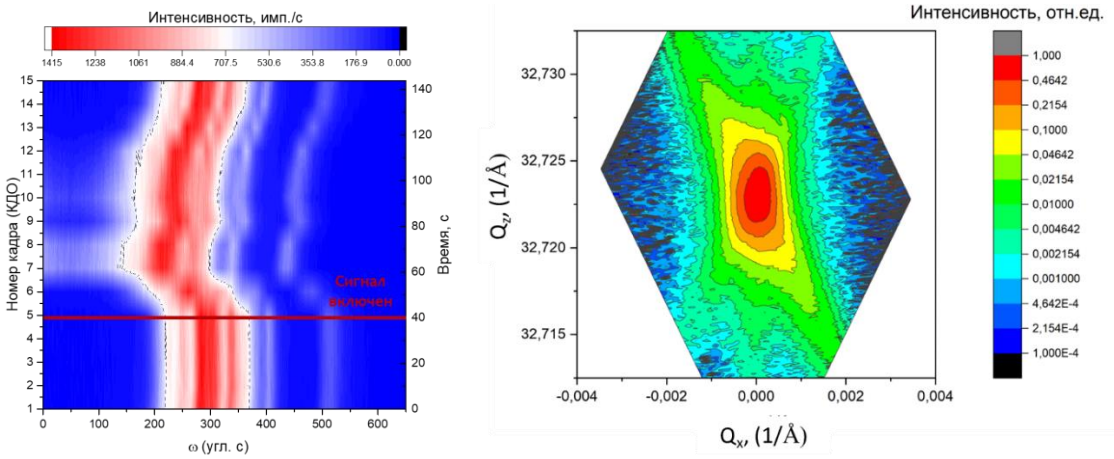


Рис. 2. «Рентгеновское кино» эволюции структуры кристалла фторида лития (LiF) в условиях ультразвуковой нагрузки (а) и карта обратного пространства, полученная с помощью одновременного использования двух АЭРО в трехкристальной схеме, полученная за 5 минут (б)

Потенциально возможное быстродействие этих схем существенно выше и позволяет перекрыть диапазон временных разрешений вплоть до сотен микросекунд при исследовании кристаллов в условиях внешних воздействий. Это делает предложенные методики на основе адаптивных элементов рентгеновской оптики уникальным инструментом для исследований

перспективных кристаллических материалов в условиях внешних воздействий, имитирующих их поведение в реальных условиях эксплуатации, и позволяющих, тем самым, предсказать поведение готовых коммерческих приборов на их основе.

Реализация быстрой рентгеновской спектроскопии поглощения на основе АЭРО

Обширные возможности предлагают адаптивные элементы и при реализации методик быстрой рентгеновской спектроскопии поглощения. К ним относится метод рентгеновской спектроскопии поглощения (X-ray Absorption Spectroscopy, XAS), который позволяет исследовать кристаллические и аморфные образцы, растворы, в том числе низкоконцентрированные, пленки, нано- и биообъекты, а главным критерием его применимости является наличие ближнего порядка в исследуемом образце.

Идея этого метода заключается в исследовании зависимости показателя поглощения проходящего через образец рентгеновского излучения от его энергии, в особенности – обширной (около 1000 эВ) зоны вокруг так называемого края поглощения (в таком случае метод называется Extended X-Ray Absorption Fine Structure (EXAFS). И наоборот, в случае, когда исследуется непосредственно сам край поглощения и его окрестности (порядка 50 эВ) метод называется X-Ray Absorption Near Edge Structure (XANES). Получаемые в этой области данные содержат не только информацию о геометрии окружения атома поглотителя, но также и о его электронной и магнитной структуре.

Именно для развития этих методов в мировом сообществе было предложено использование пьезокерамики, позволяющей быстро сканировать небольшие диапазоны по энергии, без необходимости использование сложных систем монохроматизации и управления энергией пучка на их основе [5]. Это связано с тем, что временное разрешение эксперимента для таких образцов выходит на первый план, ведь ключевая задача исследования – понять, что происходит непосредственно в процессе, например, химической реакции, а не просто констатировать исходное и конечное состояние изучаемого объекта. Поэтому использование нового подхода на основе бидоменных изгибных элементов, не обладающих гистерезисом, здесь наиболее оправдано.

В рамках разработки соответствующих методик проведения экспериментов в научном коллективе ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН было предложено несколько схем проведения измерений, а также показана фактическая возможность применения АЭРО для покадровой регистрации спектров поглощения в режиме «рентгеновского кино» [10]. Затем в рамках практического применения разработанной методики и оценки ее возможностей проводились исследования автоколебательных химических реакций на примере реакции Белоусова-Жаботинского (рис. 3).

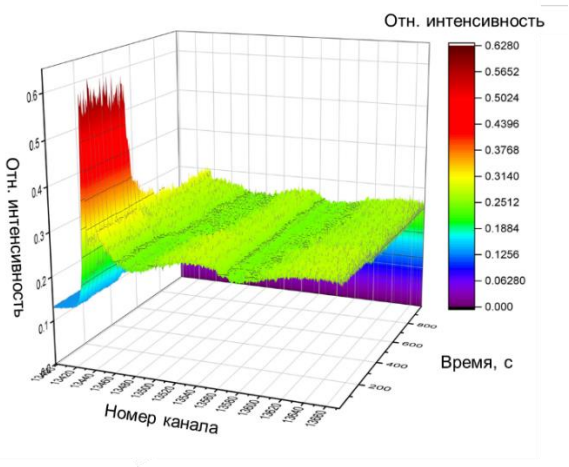


Рис. 3. Динамика спектра поглощения в режиме реального времени в окрестности края поглощения брома (Br), полученная в процессе автоколебательной реакции Белоусова-Жаботинского

Было показано, что теоретическое быстродействие методики составляет порядка 10 мс в предложенной конфигурации, а реальное, с учетом ограничений имеющегося для тестирования методики оборудования, составляет 1 секунду [11] при сканируемом диапазоне порядка 370 эВ.

Предложенная методика позволяет отслеживать интегральную интенсивность реакции в режиме реального времени, а также характерные колебания спектра, как в предкраевой ($E_п$=13.4 кэВ), так и в дальней области спектра ($E_д$=13.65 кэВ). В процессе автоколебаний также наблюдается динамика тонкой структуры спектров поглощения – в течение одного периода колебаний интенсивность основного пика уменьшается, а сам пик смещается в сторону меньших энергий. Максимальный сдвиг достигается на 7–8 секунде периода колебаний (полный период 15 с), затем пик смещается к исходной форме. Полученные данные могут использоваться для оценки динамики ближнего окружения атомов Br в ходе реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ПЕРСПЕКТИВЫ

Адаптивные элементы рентгеновской оптики, благодаря сочетанию уникальных возможностей для управления параметрами рентгеновского и синхротронного пучка, на текущий момент позволили добиться ряда принципиальных и практически значимых результатов при исследовании как упорядоченных систем – перспективных для микроэлектроники кристаллических материалов в условиях внешних воздействий, так и неупорядоченных – в частности, при исследовании динамики химических реакций в режиме реального времени. Уникален также и диапазон временных разрешений, в котором позволяют проводить исследования предложенные элементы – до настоящего момента не было предложено универсального подхода для исследования субсекундных процессов, за исключением современных рентгеновских детекторов, возможности широкого применения которых все еще серьезно ограничены.

На основе АЭРО предложен, разработан и успешно применен целый ряд уникальных экспериментальных методик, которые могут использоваться как на лабораторных источниках, так и синхротронных станциях, в частности – методики быстрой рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения (HRXRD) и быстрой рентгеновской спектроскопии поглощения (qEXAFS). Возможность легкой интеграции АЭРО в существующие рентгеновские установки – как в лабораторные дифрактометры, так и синхротронные станции, открывает обширные возможности по дальнейшей разработке различных исследовательских методик.

Сейчас ведутся работы по созданию аддитивных подходов, объединяющих в себе рентгеновские методы, инфракрасную видеоспектрометрию и мониторинг акустической эмиссии, к исследованию динамики кристаллической структуры в условиях различных внешних воздействий. В таком комплексном подходе уникальные возможности различных исследовательских методов объединены с целью получения уникальной недоступной ранее информации о природе наблюдаемых дефектов и причинах их возникновения. Применение адаптивных элементов рентгеновской оптики в таких комплексных методах позволит получить максимум информации, доступной при использовании методов на основе рентгеновского излучения с достаточным временным разрешением. Работы в этом направлении сегодня продолжают развиваться.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по гранту №075-15-2021-1362 в части разработки методик проведения экспериментов, а также в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части подготовки образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Благов А.Е., Ковальчук М.В., Кон В.Г., Лидер В.В., Писаревский Ю.В.** Исследование возможностей управления рентгеновским пучком с помощью кристалла, подвергнуто го длинноволновым ультразвуковым колебаниям // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. Вып. 5(11). С. 893-903.
2. **Kubasov I. V., Popov A. V., Bykov A. S., Temirov A. A., Kislyuk A. M., Zhukov R. N., Kiselev D. A., Chichkov M. V., Malinkovich M. D., Parkhomenko Yu. N.** Deformation Anisotropy of Y + 128°-Cut Single Crystalline Bidomain Wafers of Lithium Niobate // Russian Microelectronics. 2017. V. 46. P. 557-563.
3. **Kulikov, A., Blagov, A., Marchenkov, N., Targonsky, A., Eliovich, Y., Pisarevsky, Y., Kovalchuk, M.** $LiNbO_3$ -based bimorph piezoactuator for fast X-ray experiments: Static and quasistatic modes // Sensors and Actuators, A: Physical. 2019. V. 291. P. 68-74.
4. **Marchenkov, N., Kulikov, A., Targonsky, A., Eliovich, Y., Pisarevsky, Y., Seregin, A., Blagov, A., Kovalchuk, M.** $LiNbO_3$-based bimorph piezoactuator for fast X-Ray experiments: Resonant mode // Sensors and Actuators, A: Physical. 2019. V. 293. P. 48-55.
5. **Richwin, M., Zaeper, R., Lutzenkirchen-Hecht, D., Frahm, R.** Piezo-XAFS: time-resolved X-ray absorption spectroscopy // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. P. 1668–1670.
6. **Благов А.Е., Быков А.С., Кубасов И.В., Малинкович М.Д., Писаревский Ю.В., Таргонский А.В., Элиович Я.А., Ковальчук М.В.** Электромеханический рентгенооптический элемент на основе безгистерезисного монолитного биморфа // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 5. С. 109-114.
7. **Я. А. Элиович, В. И. Аккуратов, А. В. Таргонский, А. Е. Благов.** Методика регистрации КДО при внешнем механическом воздействии с использованием адаптивного рентгенооптического изгибного монохроматора // Кристаллография. 2018. Т. 63. № 5. С. 708–712.
8. **Я. А. Элиович, В. И. Аккуратов, А. В. Таргонский, П. А. Просеков, А. Е. Благов, Ю. В. Писаревский, М. В. Ковальчук.** Методика регистрации карт обратного пространства с временным разрешением с применением адаптивных элементов рентгеновской оптики // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2020. № 8. С. 3–9.
9. **Ya. Eliovich, V. Akkuratov, A. Targonskii, A. Blagov, Yu. Pisarevsky, I. Petrov, M. Kovalchuk.** Rapid non-mechanical reciprocal space mapping using $LiNbO_3$-based bimorph piezoactuator // Sensors & Actuators: A. Physical. 2022. V. 343 P. 113674.
10. **Проценко А.И., Благов А.Е., Писаревский Ю.В., Рогачев А.В., Таргонский А.В., Тригуб А.Л., Элиович Я.А., Якунин С.Н., Ковальчук М.В.** Реализация метода QEXAFS с использованием адаптивных элементов рентгеновской оптики. Успехи физических наук (УФН). 2021. Т. 191. №1. С.88-92.
11. **Проценко А.И., Элиович Я.А., Благов А.Е., Писаревский Ю.В., Таргонский А.В., Рогачев А.В., Коржов В.А., Якунин С.Н., Ковальчук М.В.** Исследование динамики реакции Белоусова—Жаботинского методом времяразрешающей рентгеновской спектроскопии поглощения с использованием адаптивных элементов рентгеновской оптики. // УФН, принята к публикации. 2023.

Eliovich Y.A.[1], Machihin A.S.[2], Pisarevskiy Yu.V. [1], Akkuratov V.I.[1], Blagov A.E. [1], Kovalchuk M.V., Protsenko A.I. [1]

[1] FSRC "Crystallography and photonics" RAS Russia, 119333, Moscow, Leninsky ave, 59b1, E-mail: office@crys.ras.ru
[2] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: aalexanderr@mail.ru

ADAPTIVE X-RAY OPTICS – MODERN SCIENTIFIC INSTRUMENT FOR STUDYING PROSPECTIVE CRYSTALLINE MATERIALS

ANNOTATION

A brief overview of the direction of development of adaptive bending elements of X-ray optics (ABXO) at the Federal Research Center "Crystallography and Photonics" of the Russian Academy of Sciences is presented. Examples of experimental time-resolving techniques implemented on a wide range of research instruments are given, as well as real examples of the use of adaptive optics to study the dynamics of the evolution of a crystal structure under various external influences, including dynamic ultrasonic influences and uniaxial mechanical loads. Further directions of development are formulated, including the development of complex approaches to the study of crystals based on the simultaneous application of various experimental techniques (for example, X-ray radiation and infrared video spectrometry).

ADAPTIVE X-RAY OPTICS, X-RAY DIFFRACTION, FAST X-RAY SPECTROSCOPY, SYNCHROTRON RADIATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.4

Петров Н.И., Петрова Г.Н.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: petrovni@mail.ru

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА МИКРОЛИНЗОВЫМ МАССИВОМ: ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Методы волновой оптики и трассировки лучей реализованы для моделирования микролинзовых массивов с учетом эффектов когерентности и поляризации источника света. Исследовано влияние параметров падающего пучка излучения и микролинзового массива на выходные параметры дифрагированного пучка (распределение интенсивности, диаграмма направленности, оптическая эффективность). Проведено численное моделирование распределения интенсивности и угловой расходимости дифрагированного пучка. Для расчета оптической эффективности микролинзового массива разработан новый подход, основанный на представлении когерентных состояний – лучей с гауссовым распределением интенсивности. Такие волновые пакеты удобно использовать при трассировке лучей через произвольные криволинейные поверхности. Разработан программный продукт с удобным интерфейсом для ввода начальных параметров источника излучения и микролинзового массива, а также для графического отображения результатов моделирования. Проведено сравнение измеренных распределений интенсивности дифрагированного излучения с результатами моделирования для лазерных диодов и светодиодных источников.

МИКРОЛИНЗОВЫЙ МАССИВ, ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ, ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ, ОПТИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

ВВЕДЕНИЕ

Микрооптические элементы широко используются в современных оптических системах, таких как гомогенизаторы света, светодиоды, дисплеи, системы освещения и т. д. [1-3]. Другим приложением являются 3Д изображающие системы [4-10]. Для управления формой профиля пучка света используются различные типы оптических рассеивателей. Матовое стекло рассеивает свет во всех направлениях, но обладает ограниченными возможностями управления освещением, а также имеет низкую оптическую эффективность. Дифракционные элементы являются наиболее эффективным методом управления формой пучка света, однако существуют проблемы, включая ограничение на монохроматичность освещения, ограниченные углы расходимости и наличие нулевого порядка, обычно из-за ошибок изготовления. Новый класс формирователей пучков, таких как периодические микролинзовые массивы, обладает высокой эффективностью пропускания, контролируемым угловым распределением и гомогенизированным в пространстве светом [1-3]. Эти структуры не зависят

от длины волны и одинаково хорошо работают как в белом, так и в монохроматическом свете. Высокая эффективность пропускания до 92% может быть достигнута для длин волн от 365 нм до 2000 нм. Углы расходимости до 95^{o} были получены с использованием этих микролинзовых массивов. Для некоторых применений необходимы углы расходимости около 140° и более. Высокая однородность, большой угол расходимости и высокая оптическая эффективность являются основными требованиями к проектированию таких структур. При моделировании массивов микролинз следует учитывать дифракционные, когерентные и непараксиальные эффекты. В то же время при этом время расчета становится слишком большим для практического использования.

В настоящей работе представлен анализ влияния параметров источника излучения и микролинзового массива на параметры дифрагированного пучка. Показано, что равномерность распределения интенсивности чувствительна к степени пространственной когерентности источника. Для ускорения моделирования дифракции частично когерентных световых пучков микролинзовыми структурами разработан метод, сочетающий волновую оптику и трассировку лучей. Поле падающего пучка на сложных поверхностях разлагается по когерентным состояниям [11], представляющим собой элементарные гауссовы пучки со смещением от оси и углом наклона. При моделировании массивов микролинз учитываются дифракционные, когерентные и непараксиальные эффекты. Показано, что луч лазерного источника, дифрагированный периодической решеткой микролинз, имеет неравномерное распределение интенсивности. Профиль интенсивности и диаграмма направленности излучения светодиодного источника, дифрагированного периодической матрицей микролинз, обладают высокой однородностью и нечувствительны к изменению длины волны падающего пучка света.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При моделировании микрооптических систем используются различные методы [12-17]. Для расчетов могут быть применены методы геометрической оптики, скалярной волновой оптики и векторной волновой оптики (строгие методы RCWA, FDTD). Ниже мы рассмотрим скалярные теории из-за их удобства для практического использования. Одним из наиболее важных методов моделирования и оптимизации классических оптических систем является хорошо известная трассировка лучей. Трассировка лучей учитывает непараксиальные эффекты, но не учитывает дифракционные эффекты. Для учета дифракционных эффектов может быть использовано приближение дифракции Френеля. Однако этот метод является всего лишь параксиальной теорией, так что аберрации при этом не принимаются во внимание. Другим классическим методом является распространение волнового фронта с использованием углового спектра плоских волн.

Рассмотрим изогнутую границу между двумя различными диэлектрическими средами (рис. 1).

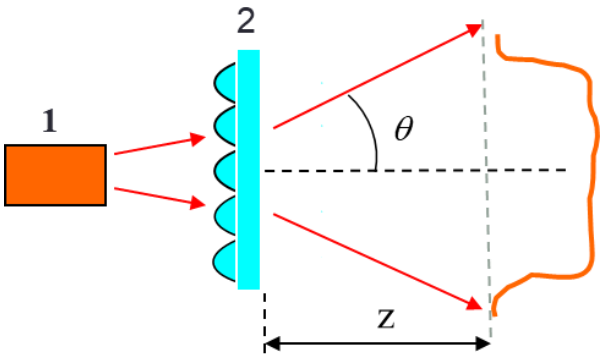


Рис. 1. Оптическая схема. 1 – источник света, 2 – микролинзовый массив

Профиль поверхности микролинзового массива описывается выражением

$$s(x,y) = \frac{c_x(x-x_c)^2}{1+\sqrt{1-(1+k_x)(x-x_c)^2c_x^2}} + \frac{c_y(y-y_c)^2}{1+\sqrt{1-(1+k_y)(y-y_c)^2c_y^2}} + \sum_p A_{xp}(x-x_c)^p + A_{yp}(y-y_c)^p, \quad (1)$$

где κ – коническая постоянная, $\kappa = 0$ – сфера; $\kappa = -1$ – парабола, c_x, c_y - кривизны поверхностей вдоль осей x и y соответственно, A_{xp}, A_{yp} - асферические коэффициенты.

Волновой подход

Фундаментальная мода лазерного источника хорошо описывается гауссовым пучком. Комплексная амплитуда такого гауссова пучка описывается формулой [18, 19]:

$$u(x,y,0) = A_0\, exp\left[-\left(\frac{x^2}{w_x^2}+\frac{y^2}{w_y^2}\right)\right] exp\left[i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_x}+\frac{y^2}{R_y}\right)\right] \quad (2)$$

где w_x и w_y – радиусы пучка, R_x и R_y – радиусы кривизны.

Для лазерного источника поле в плоскости наблюдения задается преобразованием Фурье структуры поверхности рельефа или формы структурированного массива $s(\xi,\eta)$, заданной дифракционным интегралом:

$$E(x,y,z) = \frac{E_0}{i\lambda z}\sum_j \iint_{D_j} exp\left(-\frac{\xi^2+\eta^2}{a_0^2}\right) exp\left[ik[n(\lambda)-1]s_j(\xi,\eta) - i\frac{\pi}{\lambda z}[(x-\xi)^2+(y-\eta)^2]\right] d\xi d\eta, \quad (3)$$

где λ - длина волны, $k = 2\pi/\lambda$, $n(\lambda)$ – показатель преломления, координаты (ξ,η) задают точку в плоскости микролинзового массива, $s(\xi,\eta)$ – профиль поверхности, который разделен на N микролинз с локальной формой поверхности s_j, $j = 1, \ldots, N$, и D_j - поверхность одной микролинзы.

Распределение интенсивности в случае частично-когерентного источника (светодиода) описывается формулой

$$I(r,z) = \langle|E(r,z)|^2\rangle = \frac{c\varepsilon_0}{2}\left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint \Gamma_0(r_1',r_2')\langle exp\, i\,[\Phi(r_1') - \Phi(r_2')]\rangle G^*(r_1',r,z)G(r_2',r,z)d^2r_1'd^2r_2', \quad (4)$$

где угловые скобки обозначают усреднение, $\Gamma_0(r_1',r_2')$ - функция когерентности источника света в начальной плоскости, $\Phi(r)$ - изменение фазы, вызванное экраном, $\Phi(r) = k\Delta n s(x,y), \Delta n = n_2 - n_1$, где n_1 - показатель преломления окружающей среды, n_2 - показатель преломления материала микролинзового массива, $s(x, y)$ - профиль поверхности, заданный уравнением (1), $G(r_1,r,z)$ - функция Грина, $r(x, y)$ - координата в поперечной плоскости, z - продольная координата, c - скорость света в свободном пространстве, ε_0 - диэлектрическая постоянная.

Излучение частично когерентного светодиодного источника света может быть описано моделью пучка Шелла-Гаусса [20 - 22]

$$\Gamma(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = I_0\, exp\left\{-\frac{\vec{r}_1^2+\vec{r}_2^2}{a^2} - \frac{(\vec{r}_1-\vec{r}_2)^2}{r_0^2} - \frac{i\pi}{\lambda R}(\vec{r}_2^2-\vec{r}_1^2)\right\}, \quad (5)$$

где a - радиус пучка, r_0 - радиус корреляции, R - радиус кривизны волнового фронта, $\vec{r}_1 \equiv (x_1,y_1)$, $\vec{r}_2 \equiv (x_2,y_2)$. Когда радиус корреляции стремится к бесконечности ($r_0 \to \infty$), выражение (5) будет описывать функцию когерентности полностью когерентного источника.

Аналитические, полуаналитические и численные методы были разработаны в [23] для моделирования распределений интенсивности на различных расстояниях от микролинзового массива.

Трассировка лучевого поля

Метод когерентных состояний

Процедура расчета коэффициентов отражения и прохождения излучения состоит из следующих этапов. Сначала поле падающего пучка разлагается по когерентным состояниям, представляющим собой элементарные гауссовы пучки со смещением от оси и наклоном.

Отметим, что когерентные состояния используются во многих областях физики. В работе [24] метод когерентного состояния использовался для рассмотрения непараксиального распространения и фокусировки волновых пучков в среде с градиентным показателем преломления.

Для падающего гауссова пучка $E(x,0) = (2/\pi a_0^2)^{\frac{1}{4}} exp\left(-\frac{x^2}{a_0^2}\right)$ коэффициенты разложения имеют вид

$$|f(\alpha)|^2 = \frac{2w_0/a_0}{1+w_0^2/a_0^2} exp\left\{-|\alpha|^2 + |\alpha|^2 \frac{1-w_0^2/a_0^2}{1+w_0^2/a_0^2} cos\, 2\vartheta\right\}, \quad (6)$$

где комплексные величины $\alpha = \frac{x_0}{w_0} + i\frac{kw_0}{2} p_{x0} = |\alpha| \exp(i\vartheta)$ определяют начальную координату x_0 центра элементарного пучка (когерентного состояния) и угол наклона $p_{x0} = n_0 \sin\theta_0$ к оси z, n_0 – показатель преломления среды, w_0 – радиус элементарного пучка, $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

Гауссовы элементарные пучки (когерентные состояния) проходят через границу раздела, определяемую соответствующими коэффициентами Френеля, которые изменяются в зависимости от угла падения. Обычно формулы Френеля известны для падающей плоской волны. Однако, как было показано в [25, 26], эти формулы могут быть использованы также для локализованных волновых пучков с шириной пучка $w > \lambda$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Процедура моделирования включает в себя задание исходных данных (параметров источника излучения: λ - длина волны, кривизна волнового фронта, a_0 - радиус пучка, r_0 - радиус когерентности и рельефа микролинзового массива: периодический или случайный, ширина и высота микролинзы, показатель преломления, форма поверхности - параболическая, сферическая, асферическая, выпуклая, вогнутая и т.д.). Выходные параметры (распределение интенсивности, диаграмма направленности, оптическая эффективность) получены путем вычисления соответствующих интегралов (4).

Формы поверхности микролинз

Рассматриваются линзы с цилиндрической, квадратной, шестиугольной и скрещенно-цилиндрической формами основания. Отметим, что рассматриваются как вращательно-симметричные, так и несимметричные поверхности линз. На рис. 2 представлена решетка с выпуклым профилем поверхности. На рис. 3 показана область интегрирования для линз с шестиугольным основанием. Параболический профиль поверхности описывается соотношением $s(x) = s_0 - \frac{(x-x_{0m})^2}{2R_{sc}}$, где R_L - радиус микролинзы, R_{sc} - радиус кривизны поверхности линзы.

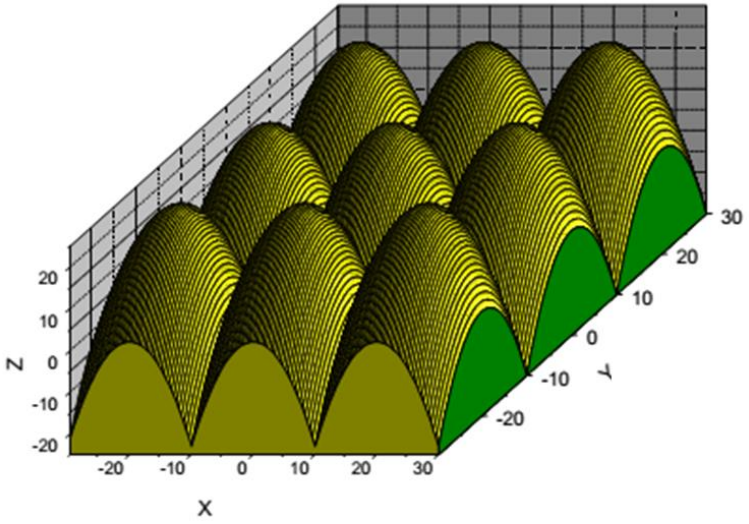


Рис. 2. Микролинзовый массив с выпуклой формой профилия микролинз: x, y, и z в микрометрах

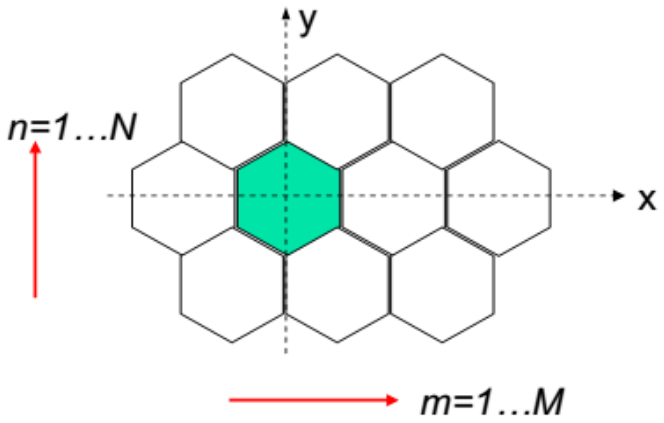


Рис. 3. Область интегрирования для массива с гексагональным основанием микролинз

Оптическая эффективность

Оптическая эффективность зависит от параметров микролинзового массива и источника света. Ниже мы покажем, что метод когерентных состояний является эффективным подходом для расчета коэффициентов отражения и прохождения света на границах микролинзового массива.

Рассмотрим изогнутую границу между двумя различными диэлектрическими средами (рис. 4). Ниже предполагается отсутствие поглощения в средах. Для простоты рассматривается двумерная периодически гофрированная поверхность раздела (независимая от координаты y) с периодом $d >> \lambda$.

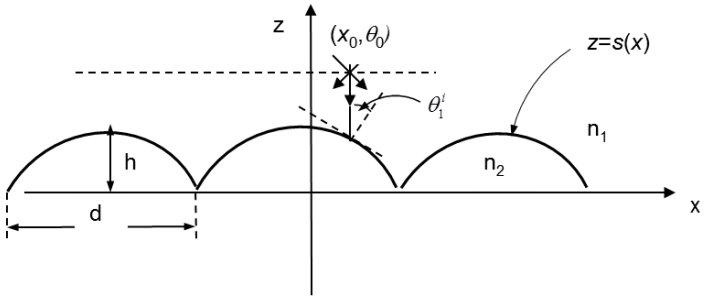


Рис. 4. Геометрия и система координат на границе раздела

Коэффициенты отражения и прохождения

Относительные мощности отраженного и пройденного через границу излучений определяются как отношение отраженной и пройденной через границу мощности к падающей мощности, соответственно:

$$r = \frac{P^r}{P^i} = \frac{\int d^2\alpha |f(\alpha)|^2 R(\theta_1^i)}{\int d^2\alpha |f(\alpha)|^2},\ t = \frac{P^t}{P^i} = \frac{\int d^2\alpha |f(\alpha)|^2 T(\theta_1^i)}{\int d^2\alpha |f(\alpha)|^2}, \quad (7)$$

где $R(\theta_1^i)$ и $T(\theta_1^i)$ – коэффициенты отражения и прохождения, θ_1^i – угол падения.

Коэффициенты отражения $R(\theta_1^i)$ и прохождения $T(\theta_1^i)$ для ТЕ и ТМ линейно поляризованных падающих пучков задаются хорошо известными формулами Френеля.

На рис. 5 представлены коэффициенты отражения и прохождения как функции глубины h рельефа поверхности $s(x) = h_0 cos^2(\pi x/d)$ с периодом d = 50 мкм для ТЕ и ТМ поляризованных пучков с различными радиусами кривизны волнового фронта. Коэффициенты отражения и пропускания чувствительны к радиусу кривизны волнового фронта и поляризации падающего пучка. Для границы раздела воздух-диэлектрик коэффициент отражения меньше, а коэффициент прохождения выше для ТМ поляризованного пучка, если $h < d$. Для границы раздела диэлектрик-воздух очевидной разницы между ТЕ и ТМ поляризациями нет. Из моделирования следует, что уменьшение коэффициента отражения и увеличение коэффициента прохождения происходят с увеличением высоты h для ТМ поляризации вследствие эффекта угла Брюстера.

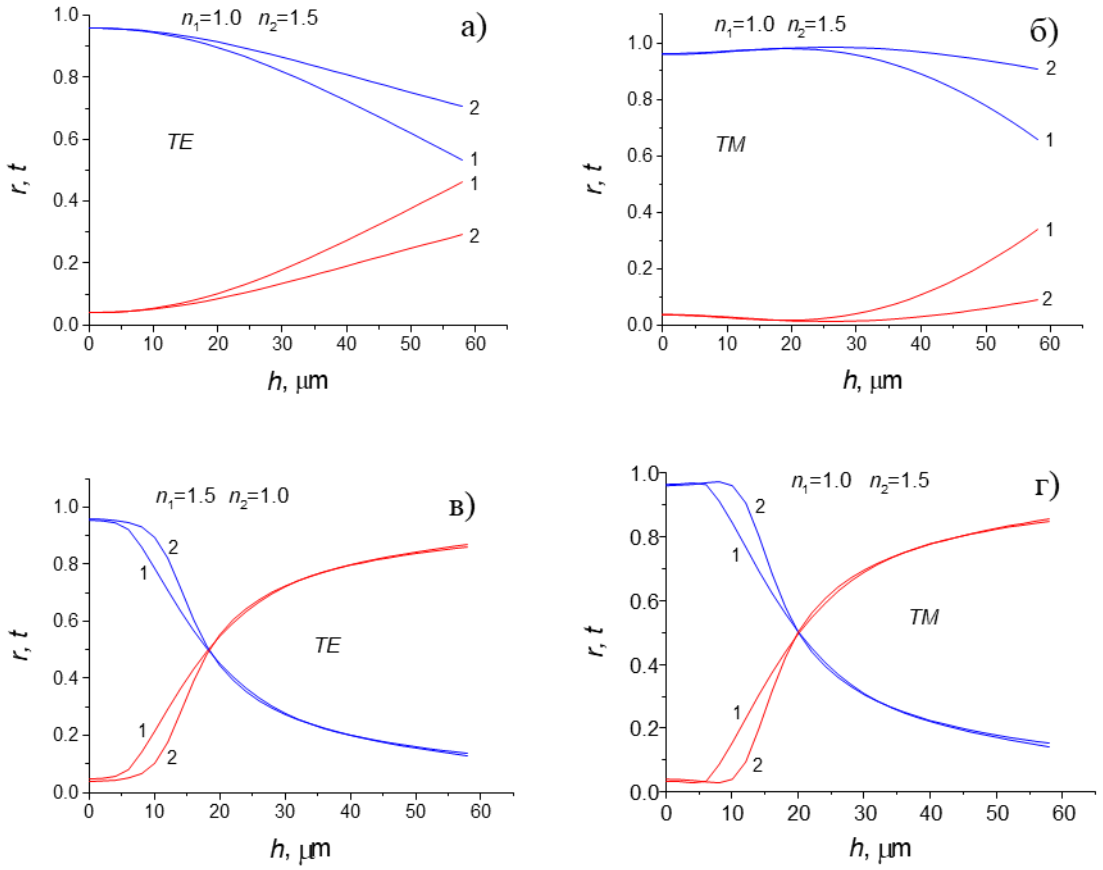


Рис. 5. Коэффициенты отражения r (красные кривые) и коэффициенты пропускания t (синие кривые) в зависимости от глубины h на границах раздела воздух-диэлектрик и диэлектрик-воздух для различных значений радиусов кривизны падающего волнового фронта: слева - ТЕ поляризованный пучок (а, в), справа – ТМ поляризованный пучок (б, г); кривые 1, R_f = 1500 мкм; кривые 2, плоский волновой фронт

Оптическая эффективность η определяется как отношение пройденной через границу мощности P_t к общей падающей мощности P_{in}: $\eta = P_t/P_{in}$, где $P_{in} = \iint dxdy|E(x,y,0)|^2$.

На рис. 6 представлены оптическая эффективность и угол расхождения дифрагированного пучка в зависимости от соотношения *h/d* для микролинз с параболическим профилем поверхности.

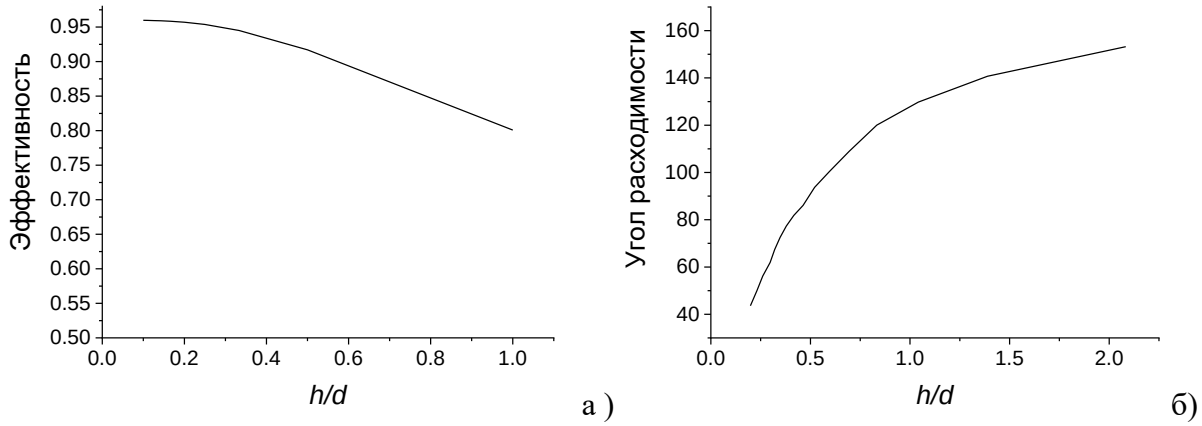


Рис. 6. Оптическая эффективность (а) и угол расходимости как функция от *h/d* (б)

Таким образом, оптическая эффективность уменьшается с увеличением соотношения *h/d*. Отметим, что оптическая эффективность зависит от направления, с которого падает световой пучок. Эффективность выше, если пучок падает на гофрированную поверхность линзы, т.е. на границу раздела воздух-диэлектрик. Эта разница сильнее при больших соотношениях сторон *h/d*.

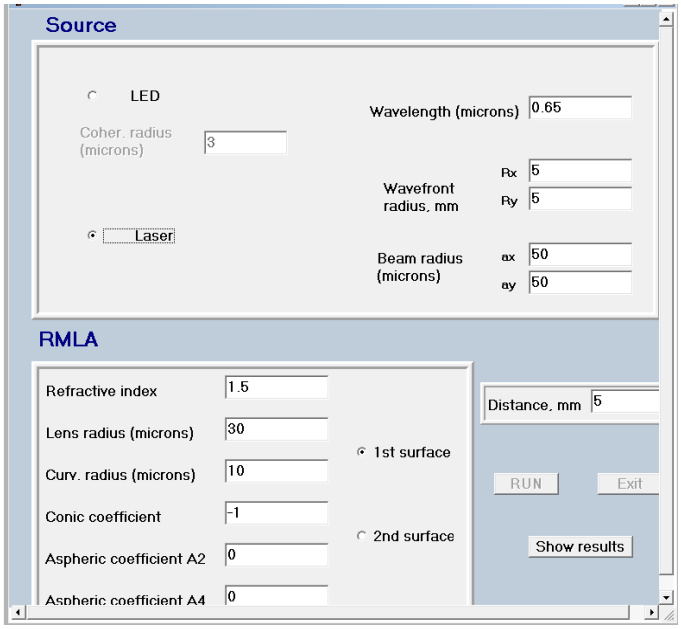
Разработка интерфейса программы расчета

Разработан удобный интерфейс для вывода численных и графических данных (см., например, рис. 7). Интерфейс включает в себя окно для ввода начальных параметров источника света (длина волны, радиус пучка, радиус кривизны волнового фронта, радиус когерентности), окно для ввода параметров микролинзового массива (радиус микролинзы R_L, радиус кривизны поверхности микролинзы R_{sc}, периодические или случайные, вогнутые или выпуклые поверхности, показатель преломления материала массива), окно для ввода расстояния между микролинзовым массивом и плоскостью наблюдения и окно для вывода графических данных и результатов моделирования (профиль интенсивности, диаграмма направленности, оптическая эффективность и профиль поверхности микролинз).

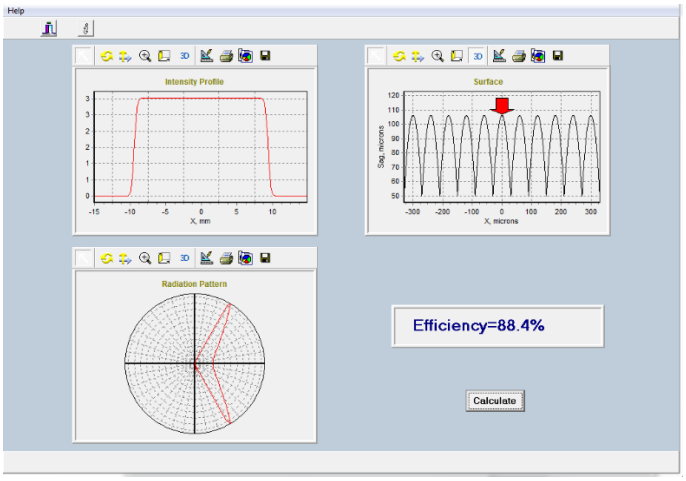
Измерения

На рис. 8 представлены измеренные распределения интенсивности дифрагированного микролинзовым массивом излучений лазерного диода (LD) и светодиода (LED). При измерениях использовался микролинзовый массив с диаметром микролинз d = 127 мкм. Как видно из рис. 8, световые пучки от источников LD и LED дифрагируют по-разному. В случае периодической структуры отчетливо наблюдается неравномерность в распределении интенсивности дифрагированного пучка. Периодическая структура разбивает падающий когерентный пучок (LD) на множество отдельных пучков (пятен), в то время как для источника с низкой когерентностью (LED) наблюдается равномерное распределение интенсивности (рис. 8б). Угловое расстояние между пятнами равно θ = 5.17 мрад. Пятна не разрешаются при z = 45 см, поскольку расстояния между центрами пятен меньше, чем радиусы пятен.

а)



б)



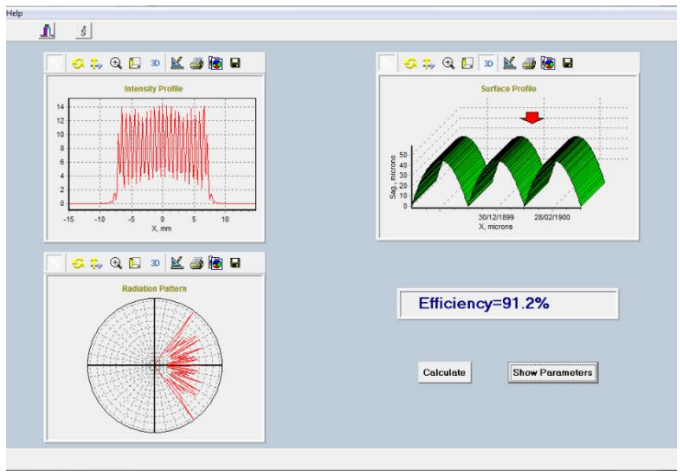
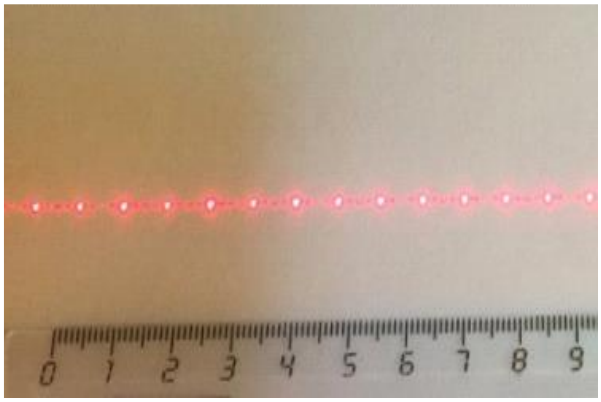


Рис. 7. Интерфейс программы: ввод данных (а) и вывод графических данных (б)

Для микролинзового массива с шириной основания микролинзы d = 254 мкм (100 микролинз на дюйм) угловое расстояние между пятнами равно θ = 2,62 мрад. Расстояние между пятнами больше для массивов с большим количеством микролинз на дюйм или с меньшим диаметром d растра. Эти экспериментальные наблюдения хорошо согласуются с результатами расчетов.



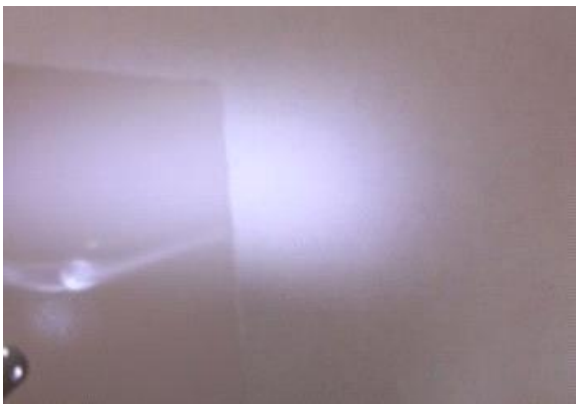
а)

б)

Рис. 8. Измеренные распределения интенсивности дифрагированного излучения на различных расстояниях: (а) z = 145 см, LD; (б) LED

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан метод синтеза, включающий волновую оптику и трассировку лучей для ускорения моделирования микрооптических систем. При моделировании микролинзовых массивов следует учитывать дифракционные, когерентные и непараксиальные эффекты. Показано, что пучок лазерного источника, дифрагируемый периодической решеткой микролинз, имеет неравномерное распределение интенсивности. Профиль интенсивности и диаграмма направленности пучка светодиодного источника, дифрагированного периодической матрицей микролинз, обладают высокой однородностью и нечувствительны к изменению длины волны падающего пучка.

Исследовано влияние параметров источника излучения (длина волны, кривизна волнового фронта, радиус пучка, радиус когерентности и т.д.) и матрицы микролинз (соотношение *h/d*, показатель преломления, форма и профиль поверхности массива (выпуклый, вогнутый) и т.д.) на выходные параметры (распределение интенсивности, диаграмма направленности, оптическая эффективность) дифрагированного пучка. Показано, что угол расходимости и выходная эффективность дифрагированного пучка более чувствительны к соотношению сторон *h/d*. Чем больше соотношение *h/d*, тем больше угол расходимости и меньше выходная эффективность. Отметим, что недавно была предложена новая технология алмазной обработки для изготовления микрооптических массивов с высоким соотношением сторон [27].

В случае $r_{coh} > R_L$ отчетливо наблюдается неравномерность в распределении интенсивности дифрагированного пучка. Периодическая структура микролинз разделяет падающий когерентный пучок (LD) на множество отдельных пучков (пятен), в то время как для источника с низкой когерентностью (LED) наблюдается равномерное распределение интенсивности. Отметим, что равномерное распределение интенсивности может наблюдаться также для когерентных световых пучков, если вместо периодических структур использовать голографические рассеиватели [28]. Оптическая эффективность микролинзового массива снижается с увеличением соотношения *h/d*.

Разработан удобный интерфейс для ввода начальных параметров источника света и микролинзового массива, а также для вывода графических данных и результатов моделирования.

Полученные результаты могут быть полезны для различных систем освещения, систем светодиодной подсветки, для уменьшения спеклов в лазерных проекционных системах, 3D-дисплеях и т.д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lindlein N., Herzig H.P.** Design and modeling of a miniature system containing micro-optics // Proc. SPIE. 2001. № 4437. P. 1-13.

2. **Sales T.R.M.** Structured microlens arrays for beam shaping // Opt. Eng. 2003. № 42(11). P. 3084-3085.
3. **Lindlein N.** Simulation of micro-optical systems including microlens arrays // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. № 4(4). P. S1-S9.
4. **Hedili M.K., Freeman M.O., Urey H.** Transmission characteristics of a bidirectional transparent screen based on reflective microlenses // Opt. Express. 2013. № 21(21). P. 24636-24646.
5. **Wang Z., Wang A., Wang S., Ma X., Ming H.** Resolution-enhanced integral imaging using two micro-lens arrays with different focal lengths for capturing and display // Opt. Express. 2015. № 23(22). P. 28970-28977.
6. **Wang X., Hua H.** Theoretical analysis for integral imaging performance based on microscanning of a microlens array // Opt. Lett. 2008. № 33(5). P. 449-451.
7. **Feng J.L., Wang Y.J., Liu S.Y., Hu D.C., Lu J.G.** Three-dimensional display with directional beam splitter array // Opt. Express. 2017. № 25(2). P. 1564-1572.
8. **He J., Zhang Q., Wang J., Zhou J., Liang H.** Investigation on quantitative uniformity evaluation for directional backlight autostereoscopic displays // Opt. Express. 2018. № 26(8). P. 9398-9408.
9. **Petrov N.I., Khromov M.N., Sokolov Y.M.** Large-screen multi-view 3D display // OSA Continuum. 2019. № 2(9). P. 2601-2613.
10. **Petrov N.I., Khromov M.N., Nikitin V.G., Sokolov Yu.M.** 3D imaging systems based on projectors and mobile phones // Proc. SPIE. Digital Optical Technologies. 2019. № 11062. P. 110620N. DOI: 10.1117/12.2525854.
11. **Petrov N.I.** Reflection and Transmission of Light Beams at a Curved Interface: Coherent States Approach // American Journal of Optics and Photonics. 2015. № 3(2). P. 30-33.
12. **Kopp C., Ravel L., Meyrueis P.** Efficient beamshaper homogenizer design combining diffractive optical elements, microlens array and random phase plate // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1999. № 1(3). P. 398-403.
13. **Lindlein N.** Simulation of micro-optical systems including microlens arrays // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2002. № 4(4). P. S1-S9.
14. **Buttner A., Zeitner U.D.** Calculation of the average lenslet shape and aberrations of microlens arrays from their far-field intensity distribution // Appl. Opt. 2002. № 41(32). P. 6841-6848.
15. **Urey H., Powell K.D.** Microlens-array-based exit-pupil expander for full-color displays // Appl. Opt. 2005. № 44(23). P. 4930-4936.
16. **Akatay A., Urey H.** Design and optimization of microlens array based high resolution beam steering system // Opt. Express. 2007. № 15(8). P. 4523-4529.
17. **Pauwels J., Verschaffelt G.** Speckle reduction in laser projection using microlens-array screens // Opt. Express. 2017. № 25(4). P. 3180-3194.
18. **Kogelnik H., Li T.** Laser beams and resonators // Appl. Opt. 1966. № 5(10). P. 1550-1567.
19. **Born M., Wolf E**. Principles of Optics. Cambridge.: Cambridge University Press, 1980. 808 p.
20. **Mandel L., Wolf E.** Optical Coherence and Quantum Optics. Cambridge.: Cambridge University Press, 1995. 1166 p.
21. **Goodman J.W.** Introduction to Fourier Optics. New York.: McGraw-Hill, 1988. 491 p.
22. **Krivoshlykov S.G., Petrov N.I., Sisakyan I.N.** Density-matrix formalism for partially coherent optical fields propagating in slightly inhomogeneous media // Opt. and Quant. Electr. 1986. № 18. P. 253-264.
23. **Petrov N.I., Petrova G.N.** Diffraction of partially-coherent light beams by microlens arrays // Opt. Express. 2017. № 25(19). P. 22545-22564.
24. **Petrov N.I.** Focusing of beams into subwavelength area in an inhomogeneous medium // Opt. Express. 2001. № 9. P. 658-673.
25. **Petrov N. I.** Reflection and transmission of strongly focused vector beams at a dielectric interface // Opt. Lett. 2004. № 29(5). P. 421-423.
26. **Petrov N.I.** Reflection and transmission of strongly focused light beams at a dielectric interface // J. Mod. Opt. 2005. № 52(11). P. 1545-1556.

27. **Sun Z., To S., Zhang G., Zhang S.** Flexible fabrication of micro-optics arrays with high-aspect-ratio by an offset-tool-servo diamond machining system // Opt. Express. 2019. № 27(7). P. 9631-9646.
28. **Petrov N.I.** Holographic diffuser with controlled scattering indicatrix // Comp. Opt. 2017. № 41(6). P. 831-836.

Petrov N.I., Petrova G.N.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: petrovni@mail.ru

DIFFRACTION OF LIGHT BY A MICROLENS ARRAY: INFLUENCE OF SPATIAL COHERENCE AND POLARIZATION OF RADIATION

ABSTRACT

Wave-optics and ray-field tracing methods for the simulation of micro-lens arrays (MLAs) taking into account the coherence and polarization effects of light source, randomization of microlens array parameters are implemented. The influence of the parameters of radiation source (wavelength, wavefront curvature, beam radius, coherence radius, etc.) and micro-lens array (periodic or random, aspect ratio, pitch size, refractive index, array surface shape and profile (convex, concave), etc.) on the output parameters (intensity distribution, radiation pattern, optical efficiency) of a diffracted beam is investigated. Numerical simulations of the intensity distributions and spreading angle of a diffracted beam have been carried out. The new ray-field approach based on the coherent states representation is developed for calculation of the optical efficiency of the microlens arrays. Such wave beams can be tracked simply through the arbitrary curved surfaces. User Friendly Interface is developed for introducing initial parameters of light source and MLA array and for graphical and data outputs of simulated results.

MICRO-OPTICS, MICRO-LENS ARRAYS, ILLUMINATION, DIFFRACTIVE ELEMENTS

Секция 5

Компьютерные методы обработки сигналов и изображений

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.528

Кравцова А.Ю., Скрипкин С.Г., Цой М.А., Кашкарова М.В.

Институт теплофизики им. Кутателадзе СО РАН, Россия, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1, E-mail: m.agafontseva@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ СЕРИИ NACA 0012 НА КАРТИНУ КАВИТАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ В ЩЕЛЕВОМ КАНАЛЕ

АННОТАЦИЯ

Исследованию вихревых течений в щелевых каналах в литературе уделено достаточно мало внимания. Однако, вихревые структуры, образующиеся при таких течениях, вносят значительные изменения в динамику потока жидкости, что приводит к изменению работы различных устройств, в которых возникают данные явления. В настоящей работе изучено кавитационное течение в щелевом канале, возникающее при обтекании крыловых профилей NACA 0012, с гладкой и периодически шероховатой поверхностями. Экспериментальное исследование обтекания проведено с помощью метода высокоскоростной визуализации на стенде ИТ СО РАН. Компьютерное моделирование выполнено в современном CFD-пакете STAR CCM+. Определены особенности возникновения и динамика развития кавитационных полостей на указанных профилях. Проведен анализ влияния нанесенной поверхностной периодической шероховатости профиля на картину течения в щелевом канале.

КАВИТАЦИЯ, ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ШЕРОХОВАТОСТЬ, ПРОФИЛЬ NACA 0012, STAR CCM+, ОБТЕКАНИЕ КРЫЛОВОГО ПРОФИЛЯ, ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ.

ВВЕДЕНИЕ

При работе многих гидротехнических систем могут возникать кавитационные явления, связанные с высокими скоростями движения и особенностями геометрии системы. Кавитационные каверны, образующиеся в потоке, оказывают негативное влияние на работу гидросистем, инициируя изменение их характеристик, усиливая механический износ оборудования, вызывая эрозийные явления.

Изучением кавитационных явлений разные группы ученых занимаются уже многие десятилетия [1]. Современные работы по исследованию кавитации за крылом направлены на поиск конструктивных дополнений к профилю, которые позволят минимизировать кавитационные явления [2, 3]. Используемые в щелевых зазорах лабиринтные уплотнения рассматривались в основном для безкавитационных потоков [4].

Кавитация, возникающая в щелевых зазорах установок, наносит не меньший, а то и больший вред рабочим конструкциям [4, 5]. Она вызывает нежелательные и разрушительное воздействие как внутри самого зазора, так, и выходя за его пределы, влияет на весь механизм в целом, поэтому изучение закономерностей движения щелевой кавитации и влияние на ее

движение периодически нанесенной шероховатости является важной для настоящего времени задачей.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальное исследование кавитационного течения вблизи крылового профиля серии NACA0012 с гладкой поверхностью и нанесенной регулярной шероховатостью проводилось в замкнутом гидродинамическом контуре Института теплофизики СО РАН методом высокоскоростной визуализации. Изображения регистрировались камерой Photron fastcam nova s12 с частотой дискретизации до 100 кГц. Размер области исследования составлял 600 х 1220 мм. Расстояние от камеры до рабочего участка составляло 630 мм. Для засветки потока использовался светодиодный прожектор со световым потоком 30 000 лм и матовым стеклом для равномерного прохождения света. Схему экспериментального стенда можно найти в работе [6]. Температура жидкости во время экспериментальных исследований поддерживается постоянной и составляет 26 °C благодаря системе термостабилизации на основе пластинчатого охлаждающего контура. Рабочий участок представляет собой канал с зазором 1,2 мм между двумя параллельными прозрачными пластинами. В канал помещено тело обтекания, профиль которого выполнен по полиному четвертой степени, соответствующему профилю крыла NACA0012. Хорда гидрокрыла, C, составляет 70 мм, размах 1,2 мм. Угол атаки тела обтекания составляет 8º к набегающему потоку. Зазор между крылом и стенками канала отсутствует. Среднерасходная скорость потока, U_0, рассчитывалась по измеряемому расходу, Q, электромагнитным расходомером, деленная на S - площадь поперечного сечения прямоугольного рабочего участка минус миделево сечение тела обтекания, и варьировалась в диапазоне от 10 до 21,6 м/с. Число Рейнольдса рассчитывается как $\mathrm{Re} = U_0 \cdot C / \nu$, где ν - кинематическая вязкость жидкости. Число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 0,7*10^6 до 1,7*10^6. Чтобы свести к минимуму количество растворенного газа, использовался итеративный метод дегазации в течение нескольких часов, включая турбулизацию потока при высоких значениях Re с последующей откачкой выделяющихся пузырьков воздуха с помощью вакуумного насоса из резервуара, расположенного в верхней части экспериментального стенда. Содержание растворенного воздуха в экспериментах не превышало 0,023 г на 1 кг воды.

Крылья были изготовлены из алюминиевого сплава Д16Т методом фрезерной обработки с использованием станка ЧПУ. Одно крыло имеет гладкую поверхность, второе крыло поверхность с регулярной шероховатостью с глубиной выемок 0,5 мм и расстоянием между ними 1 мм.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование кавитационного течения в щелевом канале было проведено с использованием пакета STAR CCM+. Моделируемая область (рис. 1) потока была построена по параметрам экспериментальной установки и представляет собой две цилиндрические области, соединенные между собой щелевым каналом, внутри которого расположена сквозная преграда крыловидной формы. Входной канал имеет форму цилиндра высотой B = 93 мм и радиусом r = 72,5 мм. Передняя кромка крылового профиля располагалась на расстоянии 50 мм по вертикали от входа в щелевой канал и была смещена на 46,75 мм от боковой стенки канала.

Расчетная сетка состояла из $2{,}6 \cdot 10^6$ ячеек прямоугольной формы. В области крылового профиля сетка сгущалась для получения более точных расчетных данных вблизи границы (рис. 2).

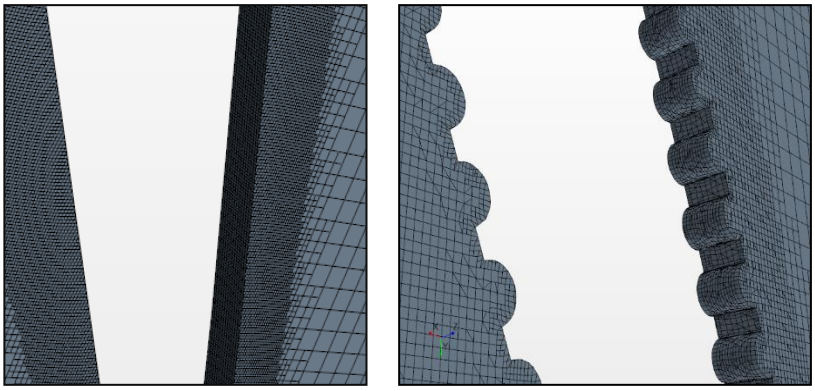
Течение считалось трехмерным, нестационарным. Для моделирования кавитационного течения применялись уравнения Навье-Стокса. В качестве модели турбулентности

использовалась k-ε модель. Сходимость численных решений дифференциальных уравнений определяется числом Куранта равном единице. Временной шаг был выбран равным 10^{-6} с.

Рис. 1. Расчетная область. Общий вид

Рабочая жидкость предполагалась многофазной, состоящей из воды и водяного пара. Первичной фазой считалась вода. В начальный момент времени предполагалось, что канал полностью заполнен водой.

На входе в канал поступала только вода и задавался ее массовый расход. На выходе предполагалось, что помимо воды возникает и водяной пар в соотношении 0,998 : 0,002.



а б

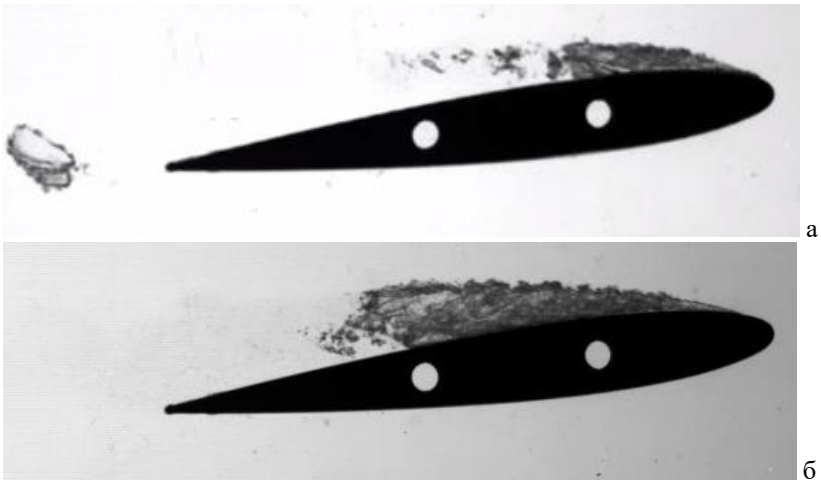
Рис. 2. Фрагменты вычислительных сеток для гладкого профиля (а) и профиля с периодической шероховатостью (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ

По результатам работы было выявлено, что нанесенная шероховатость сильно влияет на процесс кавитации в потоке. Отличается так же и сам процесс образования кавитационной каверны. При достижении кавитационных условий при расходе жидкости Q = 9,6 м^3/ч на гладком профиле (при угле атаки 8º) формируется присоединенная квазистационарная полость, которая имеет протяженность примерно равную половине длины крыла (рис. 3б). С увеличением расхода жидкости до максимально достижимых значений Q = 11,5 м^3/ч форма и

размер полости практически не изменяется. Ее длина увеличивается на 4 мм, что является малой величиной при изменении расхода на 2 м^3/ч.

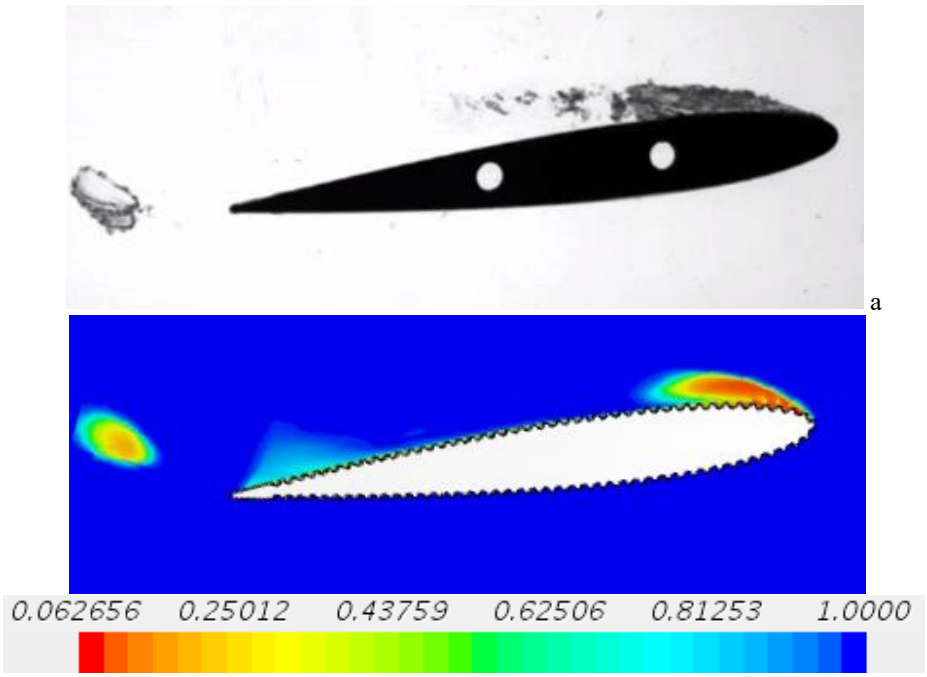
Для крыла с нанесенной регулярной шероховатостью сценарий развития несколько иной, начиная с расхода 4,9 м^3/ч, формируется нестационарная вытянутая вдоль профиля крыла присоединенная каверна, объём которой периодически изменяется во времени. С увеличением расхода длина каверны начинает увеличиваться, однако, при достижении расхода Q = 8,56 м^3/ч рост каверны заменяется уменьшением, а сама полость начинает приобретать форму схожую со случаем обтекания гладкого крыла (рис. 3а). При больших расходах жидкости Q > 9,6 м^3/ч для гладкого крыла присоединенная кавитационная полость имеет больший размер по сравнению с размером полости для шероховатых профилей. Точка отрыва полости смещена вниз по крылу для тела обтекания с гладкой поверхностью. В обоих случаях (при обтекании как гладкого, так и шероховатого профиля) на нижней кромке каверны при ее росте наблюдаются неустойчивые колебания (рис. 4).



а

б

Рис. 3. Сравнение картин кавитационного течения, полученных методом высокоскоростной визуализации: на крыле с периодической шероховатостью (а), на крыле с гладкой поверхностью (б). Угол атаки - 8º, расход 10,2 м^3/ч



а

б

Рис. 4. Пример картин кавитационного течения, полученных на крыле с шероховатостью методом высокоскоростной визуализации (а) и с помощью CFD-моделирования (на рисунке изображено поле концентрации воды) (б). Угол атаки - 8º, расход 10,2 м^3/ч

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе экспериментальных и численных исследований показано влияние нанесенной периодической шероховатости на процесс образования и развития кавитационных полостей на крыловом профиле NACA 0012 в щелевом канале. При больших скоростях потока размер полости на гладком профиле больше, чем на профиле с периодической шероховатостью. Однако, на гладком профиле кавитация начинается при больших расходах, нежели на шероховатом. Отличается так же и динамика развития и отрыва кавитационной полости. Для более полного понимания вопроса влияния шероховатости на процесс кавитации в щелевом потоке требуются дальнейшие исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено на средства гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-10217).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Корнфельд М.** Упругость и прочность жидкостей. М.: Гостехиздат, 1951. 108 с.
2. **Cai X., Zhang C., Wang B.** Numerical Study on Fluid Dynamic Characteristics of a Cross-Flow Fan // *Journal of Marine Science and Engineering*. 2023. V. 11. № 4. P. 846-853.
3. **Chuibing H., Mingkang S., Xiaojun L., Xingyu W., Qiongfang Y.** Energy performance and flow characteristics of a NACA0009 hydrofoil with bending shrinkage groove and tip winglet // Ocean Engineering. 2023. V. 279. P. 114-128.
4. **Никитин Г.А.** Щелевые и лабиринтные уплотнения гидроагрегатов. М.: Машиностроение, 1982. 135 с.
5. **Цой М.А., Скрипкин С.Г., Наумов И.В., Кравцова А.Ю.** Высокоскоростная визуализация кавитационных полостей, возникающих в щелевом канале сложной формы // Теплофизика и аэромеханика. 2022. Т. 29. № 6. С. 1013-1018.
6. **Skripkin S.G., Tsoy M.A., Kravtsova A.Y.** Experimental Study of Cavitating Flow around a NACA 0012 Hydrofoil in a Slit Channel // Scientific Reports. 2022. V. 12. P. 1-9.

Kravtsova A.Yu., Skripkin S.G., Tsoy M.A., Kashkarova M.V.

Institute of Thermophysics Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Russia, 630090, Novosibirsk, pr. Lavrenteva, 1, E-mail: m.agafontseva@gmail.com

INFLUENCE OF PERIODIC ROUGHNESS ON THE HYDROFOIL OF THE NACA 0012 SERIES ON THE OF CAVITATION FLOW PATTERN IN THE SLIT CHANNEL

ABSTRACT

The study of vortex flows in slit channels has received little attention in the literature. However, the vortex structures formed during such flows make significant changes in the dynamics of the fluid flow, which leads to a change in the operation of various devices in which these phenomena occur. In this paper, the cavitation flow in the slit channel, which occurs when the NACA 0012 wing profiles flow around, with smooth and periodically rough surfaces, is studied. An experimental study of the flow was carried out using the method of high-speed visualization on a stand from SB RAS. Computer modeling is performed in a modern CFD package STAR CCM+. The features of the occurrence and dynamics of the development of cavitation cavities on these profiles are determined. The analysis of the influence of the applied surface periodic roughness of the profile on the flow pattern in the slit channel is carried out.

CAVITATION, PERIODIC ROUGHNESS, NACA 0012 PROFILE, STAR CCM+, HIGH-SPEED VISUALIZATION.

СемнадцатаяМеждународная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.4

Петров Н.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: petrovni@mail.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕМЕНТОВ КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе для решения задачи рассеяния света частицами дисперсных сред предлагается подход, основанный на использовании сгенерированных компьютером голограмм для измерения относительной интенсивности пространственных мод рассеянного излучения. Показано, что коэффициенты разложения рассеянного поля в ряд по функциям Фурье-Бесселя задают относительную концентрацию частиц или функцию распределения частиц по размерам, а коэффициенты разложения в ряд по функциям Бесселя разного порядка – моменты функции распределения, причем использование пространственных фильтров, осуществляющих эти преобразования, позволяют непосредственно определять параметры частиц.Предложена простая оптическая установка, основанная на использовании сгенерированных компьютером пространственных модовых фильтров. Генерация голограмм с функцией распределения Бесселя возможна также с помощью жидкокристаллического пространственного модулятора света, что существенно сократит время измерений.

ДИСПЕРСНАЯ СРЕДА, РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ, МОМЕНТЫ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ, ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ФИЛЬТРЫ, КОМПЬЮТЕРНАЯ ГОЛОГРАММА

ВВЕДЕНИЕ

Для измерения размеров частиц широко используются оптические методы, основанные на решении обратной задачи рассеяния по измеренной индикатрисе рассеяния. Однако традиционные оптические методы определения характеристик частиц оказываются сложными как в экспериментальном плане (измеряется вся индикатриса рассеяния [1]), так и при теоретическом анализе результатов измерения (решается некорректная обратная задача).

В настоящей работе для решения задачи рассеяния света частицами дисперсных сред предлагается подход, основанный на использовании свойств симметрии задачи. Ключевым моментом такого подхода является выбор базиса (полного набора функций), удовлетворяющего волновому уравнению, по которому разлагается в ряд рассеянное поле. Разложение в ряд по базису, выбранному с учетом симметрии задачи, сильно сокращает число эффективно входящих базисных функций, т.е. обеспечивается хорошая сходимость ряда. Кроме того, коэффициенты разложения оказываются связанными непосредственно с величинами геометрических параметров исследуемых частиц. Так, характерной чертой

жидких аэрозолей является осевая симметрия частиц. Базисными решениями волнового уравнения, описывающего рассеянное излучение в этом случае, являются функции Бесселя. Ниже будет показано, что существуют два вида разложения по функциям Бесселя, соответствующие двум операциям над световыми полями. Отметим, что с появлением новой элементной базы в оптике, синтезируемой на ЭВМ [2, 3], становится возможной практическая реализация этих преобразований.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ

Рассмотрим задачу рассеяния оптического излучения ансамблем частиц сферической формы. В приближении Кирхгофа поле, рассеянное ансамблем частиц, имеет вид

$$E_p(\varkappa) = \frac{(1-m)}{2\pi\varkappa}\exp\left(-i\sqrt{k^2-\varkappa^2}\cdot z\right)\sum_{i=1}^{N} A_0(r_i)a_i \mathrm{e}^{i\varkappa r_i} J_1(\varkappa a_i), \quad (1)$$

где k – волновое число излучения, $\varkappa = k\sin\theta$, θ – угол рассеяния света, m – коэффициент пропускания отдельной частицы, $A_0(r_i)$–амплитуда поля падающего излучения, a_i – радиус i-ой частицы, $J_1(\varkappa)$ – функция Бесселя первого порядка.

Известно, что функции Бесселя образуют полную ортогональную систему, т.е. для справедливо соотношение [4]

$$\int_0^1 \beta J_1(\rho_i\beta)J_1(\rho_F\beta)\mathrm{d}\beta = \begin{cases} 0, \ \rho_i \neq \rho_F, \\ \frac{1}{2}[J_1'(\rho_F)]^2, \rho_i = \rho_F. \end{cases} \quad (2)$$

Поэтому рассеянное поле E_p можно разложит в ряд по такому полному набору функций

$$E_p = \sum_{i=1}^{\infty} f_i J_1(\varkappa a_i). \quad (3)$$

Сравнивая выражения (1) и (3), видим, что коэффициенты разложения f_i непосредственно связаны с геометрическими размерами частиц a_i. Поэтому определение коэффициентов f_i практически эквивалентно нахождению функции распределения частиц по размерам. Непосредственное измерение коэффициентов f_i можно осуществить с помощью синтезированных на ЭВМ пространственных фильтров [1] с пропусканием, пропорциональным суперпозиции ортогональных функций $J_1(\varkappa a_i)$.

Выясним теперь физический смысл коэффициентов разложения рассеянного поля E_p в ряд по функциям Бесселя порядка n

$$E_\mathrm{p} = \sum_n f_n J_n(\varkappa). \quad (4)$$

Используя “теорему умножения” [4] для функции $J_1(\mu t)$

$$J_1(\mu t) = \mu\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}J_{1+n}(t)\left(\frac{1-\mu^2}{2}\right)^n t^n, \quad (5)$$

перепишем выражение (1) в виде

$$E_p = \frac{(1-m)}{2\pi\widetilde{\varkappa}}\exp\left(-i\sqrt{k^2-\varkappa^2}\cdot z\right)\sum_{i=1}^{N} A_0(r_i)a_i \mathrm{e}^{i\varkappa r_i} a_i \sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}J_{1+n}(\widetilde{\varkappa})\left(\frac{1-\tilde{a}_i^2}{2}\right)^n \widetilde{\varkappa}^n. \quad (6)$$

Выполнив усреднение по ансамблю частиц, получаем

$$\langle E_p \rangle = \frac{(1-m)}{2\pi\tilde{\varkappa}} \exp\left(-i\sqrt{k^2-\varkappa^2}\cdot z\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} J_{1+n}(\tilde{\varkappa})\tilde{\varkappa}^n \int a^2 F(a) \left(\frac{1-\tilde{a}^2}{2}\right)^n \mathrm{d}a, \quad (7)$$

где $F(a)$ – функция распределения частиц по размерам. Отсюда видно, что коэффициенты f_n непосредственно связаны с моментами функции распределения $M_n = \int a^n F(a)\mathrm{d}a$

$$\langle E_p \rangle = C\left\{M_2 J_1(\tilde{\varkappa}) + \frac{(M_2-M_4)}{2}\tilde{\varkappa} J_2(\tilde{\varkappa}) + \frac{(M_2-2M_4+M_6)}{4}\tilde{\varkappa}^2 J_3(\tilde{\varkappa}) + \cdots\right\}, \quad (8)$$

где $C = \frac{(1-m)}{2\pi\tilde{\varkappa}} \exp\left(-i\sqrt{k^2-\varkappa^2}z\right)$, $\tilde{\varkappa} = \sin\theta$, $\tilde{a} = ka$.

Полученное выражение может быть полезным также при решении обратной задачи рассеяния. Оно позволяет по известным моментам функции распределения частиц восстанавливать рассеянное поле. Отсюда же следует, что, изменяя функцию распределения частиц, можно управлять диаграммой рассеянного излучения. Заметим, что выражение (8) содержит лишь четные моменты. Коэффициенты разложения f_n, соответствующие нечетным моментам, в малоугловом приближении отсутствуют. Нечетные моменты появляются, если учесть члены следующего порядка в выражении для полного поля, рассеянного на сферической частице (см., например, [4]). Однако их доля в рассматриваемом случае больших частиц ($a > \lambda$) мала.

На рис. 1 представлено схематическое изображение устройства, содержащее источник излучения, коллиматор, пространственный фильтр, и фотоприемник.

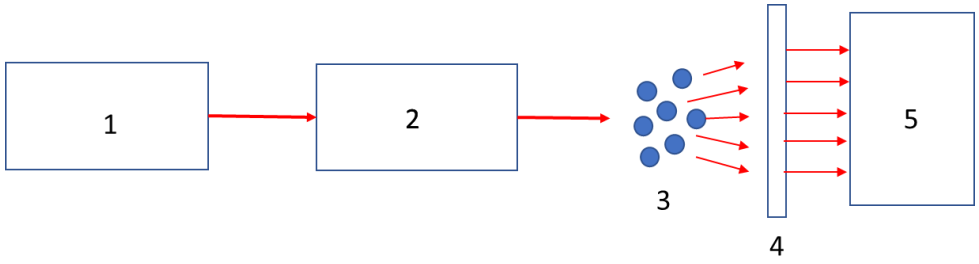


Рис. 1. Оптическая схема: 1 –лазер, 2 – коллиматор, 3 – микрочастицы, 4 – пространственный фильтр, 5 – фотоприемник

Отметим, что аналогичный метод был экспериментально реализован при измерении размеров субволновых апертур [5, 6]. При определенных условиях освещения в зависимости от типа материала, геометрии, длины волны и поляризации происходит возбуждение поверхностных плазмонов [7, 8]. Для очень малых апертур ($a << \lambda$) был предложен метод оптического зондирования дальнего поля, основанный на спин-орбитальном взаимодействии света [9, 10], где степени свободы поляризации света несут тонкую информацию об объектах субволнового размера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, коэффициенты разложения рассеянного поля в ряд по функциям Фурье-Бесселя задают относительную концентрацию частиц или функцию распределения частиц по размерам, а коэффициенты разложения в ряд по функциям Бесселя разного порядка – моменты функции распределения, причем использование пространственных фильтров, осуществляющих эти преобразования, позволяет непосредственно определять параметры частиц.

Полученные результаты могут быть использованы при анализе рассеяния света межзвездными частицами, метеорными частицами, частицами морского планктона, кристалликами льда в облаках. Рассматриваемый подход может быть использован также для

определения параметров аэродисперсных систем, в биологии и медицине для контроля биологически взвешенных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Obermuller C, Karrai K.** Far-field characterization of diffracting circular apertures//Appl. Phys. Lett. 1995.V. 67. P. 3406-3408.
2. **Березный А.Е., Прохоров А.М., Сисакян И.Н., Сойфер В.А.**Бессель-оптика // ДАН СССР. 1984. Т. 274. № 4. С. 802-805.
3. **Garitchev V.P., Golub M.A., Karpeev S.V., Krivoshlykov S.G., Petrov N.I., Sissakyan I.N., Soifer V.A., Haubenreisser W., Jahn J.U., Willsch R.** Experimental investigation of mode coupling in a multimode graded-index fiber caused by periodic microbends using computer-generated spatial filters // Opt. Comms. 1985. V. 55. P. 403-405.
4. **Бейтмен Г., Эрдейи А.** Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1974. 296 с.
5. **Lee M.B., Woo G.M., Petrov N.I., Jung S.T., Hwang I.O., Lee C.W.** Near-field optical recording using a high-power fiber optical probe mounted on a slider. Proc. ISOM'2001, Taipei, Taiwan, 2001. P. 260-261.
6. **Petrov N.I., Woo G.M., Lee M.B.** Far-field characterization of small apertures // Journal of Microscopy. 2003. V. 212. P. 169-174.
7. **Bozhevolnyi S.I., Coello V.** Elastic scattering of surface plasmon polaritons: modeling and experiment // Phys. Rev.B. 1998. V. 58. P. 10899-10910.
8. **Richard N.** Polarization and spectroscopy analysis of the scattering by nanoscopic objects in the near-field optics //J. Appl. Phys. 2000. V. 88. P. 2318-2325.
9. **Rodrigues-Herrera O.G., Lara D., Bliokh K.Y., Ostrovskaya E.A., Dainty C.** Optical nanoprobing via spin-orbit interaction of light //Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 253601-1-4.
10. **Petrov N.I.** Vector and tensor polarizations of light beams //Las. Phys. 2008. V. 18. P. 522-525.

Petrov N.I.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia,
117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: petrovni@mail.ru

DETERMINATION OF THE CONCENTRATION AND SIZE OF PARTICLES USING COMPUTER OPTICS ELEMENTS

ABSTRACT

In this paper, an approach based on the use of computer-generated holograms to measure the relative intensity of spatial modes of scattered radiation is proposed to solve the problem of light scattering by particles of dispersed media. It is shown that the coefficients of expansion of the scattered field in a series of Fourier-Bessel functions determine the relative concentration of particles or the particle size distribution function, and the coefficients of expansion in a series of Bessel functions of different orders are the moments of the distribution function, and the use of spatial filters that perform these transformations allows us to directly determine the parameters of particles. A simple optical setup based on the use of computer-generated spatial mode filters is proposed. Generation of holograms with the Bessel distribution function is also possible using a liquid crystal spatial light modulator, which will significantly reduce the measurement time.

DISPERSED MEDIUM, PARTICLE SIZE DISTRIBUTION, MOMENTS OF THE DISTRIBUTION FUNCTION, SPATIAL FILTERS, COMPUTER HOLOGRAM

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.4

Парамонов А.А.[1], Кузьмин В.И.[2]

[1] "МИРЭА - Российский технологический университет", Россия,
119454, Москва, проспект Вернадского, д. 78, e-mail: paramonov_a_a99@mail.ru
[2] "МИРЭА - Российский технологический университет", Россия,
119454, Москва, проспект Вернадского, д. 78, e-mail: vik271935@yandex.ru

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ НЕЛИНЕЙНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ С ТРЕНДОМ

АННОТАЦИЯ

Основное требование, предъявляемое к компьютерной обработке сигналов, состоит в отсутствии влияния методов обработки на результаты измерений. Классические методы анализа периодических компонент нелинейных колебаний, основанных на разложениях в ряды, существенно влияют на получаемые результаты, т.к. предполагают, что исходные данные представлены только компонентами ряда, тогда как автокорреляционные функции не работают на больших временных интервалах. Введённый в [1-3] на основе расстояний в метрических пространствах функционального анализа класс сдвиговых функций в принципе не влияет на исходные результаты измерений, что позволяет определять структурно полный набор содержащихся в результатах измерений почти-периодов.

Представленные положения характеризуют актуальность, новизну и практическую значимость результатов. Возможности программного комплекса, содержащего все представленные выше результаты, иллюстрируются анализом результатов ежедневных измерений количества пятен на Солнце с января 1818 года по февраль 2023 года [4]. Результаты компьютерной обработки результатов сравниваются с результатами Фурье-анализа и автокорреляцией.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА БОЛЬШИХ ДАННЫХ, БОЛЬШИЕ ДАННЫЕ С УПОРЯДОЧЕННЫМ АРГУМЕНТОМ, ТРЕНД, НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ, ПОЧТИ-ПЕРИОДЫ, ФУРЬЕ-АНАЛИЗ, АВТОКОРРЕЛЯЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время объём данных, который приходится обрабатывать аналитику, вырос в разы. Из-за чего актуальна задача по реализации алгоритмов и программ анализа такого объёма информации. Среди больших данных нередко встречаются данные, представляющие собой нелинейные колебания с трендом, чтобы анализировать такой тип данных необходимо разделить быстрые и медленные составляющие исследуемого ряда.

В представляемых результатах это требование выполнено в программном комплексе, содержащем решение следующих задач:

- разделение трендов и колебаний при неизвестном тренде;

- проверка результатов исключения тренда на грубость, т.е. независимость результатов исключения тренда от метода его исключения;

- моделей, алгоритмов и программ оценки почти-периодических компонент процесса, исключающих возможность их влияния на исходные результаты измерений;

- проверка результатов исключения тренда на принадлежность к классу почти-периодических функций;

- оценка взаимосвязей между почти-периодами;

- фильтрация почти-периодических компонент и восстановление характеристик тренда без колебаний.

Разработанные в [1, 2] методы исключения тренда при неизвестной их структуре с одновременной проверкой результатов на грубость позволяет решать проблему перехода от исходных результатов измерений к анализу нелинейных колебаний с оценкой принадлежности полученных данных к классу почти-периодических функций. Чаще всего такие колебания считаются случайными и вообще не рассматриваются.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Основные этапы анализа результатов измерений, представляющих собой нелинейные колебания с трендом, можно описать следующим последовательным алгоритмом:

1) входные данные, представленные исходным рядом, проходят этап исключения тренда, в результате чего на выходе получается ряд с колебаниями около нуля;
2) проходит этап проверки принадлежности ряда, полученного после исключения тренда, к классу почти-периодических функций;
3) по окончании проверки строится обобщённая сдвиговая функция, для согласования характеристик алгоритмов исключения тренда и оценки почти-периодов.

Алгоритмы программного комплекса обработки сигналов, представленных нелинейными колебаниями с трендом, реализованы на языке программирования Python 3. Реализованный комплекс программ выполняет выше описанные шаги алгоритма по анализу и идентификации почти-периодов в нелинейных колебаниях с трендом. Из-за свойства кроссплатформенности языка программирования Python 3, реализованный программный комплекс возможно запускать на распространённых операционных системах. Сама логика обработки данных и выполнения поставленной задачи строится на использовании мультипроцессорной обработки данных при вычислениях. Таким образом, при задействовании большего числа ядер процессора, повышается и скорость обработки данных.

В качестве объекта для проверки реализованных алгоритмов для решения поставленной задачи рассмотрим ежедневные данные по количеству пятен на Солнце с января 1818 года по февраль 2023 года (рис. 1), данные взяты с сайта Аналитического центра по наблюдениям за солнечной активностью [4].

Исключение тренда реализуется на основе теории пропорций, которая позволяет исключить быстрые и выделить медленные движения [5-6] по формуле

$$R(t) = \ln\left(\frac{y_{t-\Delta t} \cdot y_{t+\Delta t}}{{y_t}^2}\right) \sim t. \qquad (1)$$

Применяя данное преобразование к исходным данным $y(t)$, получаем результат исключения тренда при фиксированном сдвиге по аргументу Δt. Для данных, представленных на рис. 1, результат исключения тренда будет представлять из себя колебания относительно нулевого уровня (рис. 2).

Для поиска почти-периодов, независимых от каких-либо заданных предположений, используем подход, который в первую очередь, опирается на естественное свойство периода функции: $y(t + \tau) - y(t) = 0$. Иными словами, это свойство, суть которого в том, что значения функции повторяются через интервал изменения независимой переменной равный периоду.

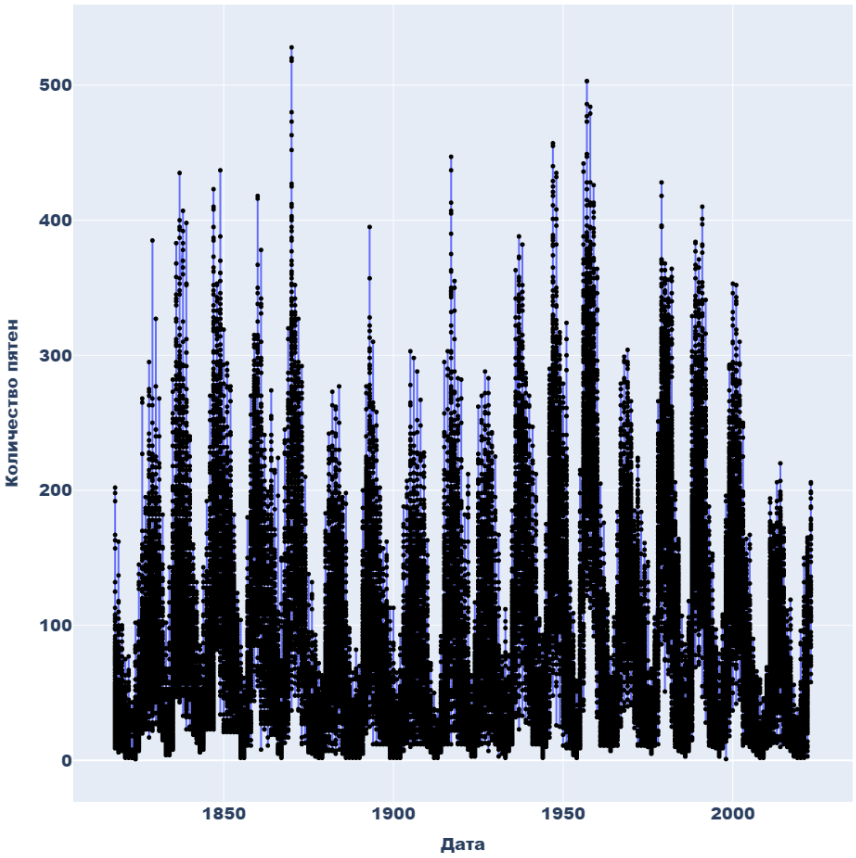


Рис. 1. Количество пятен на Солнце с января 1818 года по февраль 2023 года

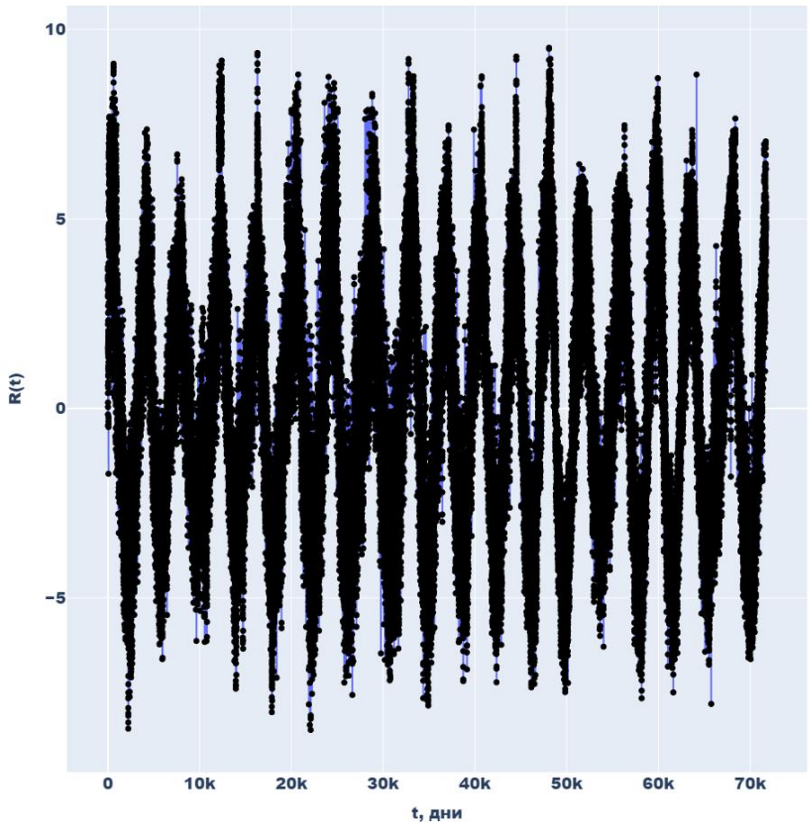


Рис. 2. Данные рис.1 после исключения тренда

Однако поскольку в реальных данных приходится иметь дело с нелинейными колебаниями, в связи с чем, чистые периоды встречаются достаточно редко, то в результате, стоит задача по выявлению значений, наиболее близких к периодам. Такие значения называются почти-периодами. То есть, τ – почти-период функции $y(t)$, если для него выполняется неравенство, $|y(t + \tau) - y(t)| < \varepsilon$, где $\varepsilon > 0$ – смещение.

Для получения значений почти-периодов τ дискретного случая с общим количеством наблюдений n, получаем функцию, которая носит название сдвиговой функции (2), по которой и проводим оценку по выявлению значений τ

$$a(\tau) = \frac{1}{n-\tau} \cdot \sum_{t=1}^{n-\tau} |y(t+\tau) - y(t)|. \quad (2)$$

Для учёта влияния параметра исключения тренда Δt на систему минимумов сдвиговой функции строится обобщённая сдвиговая функция (3)

$$a(\tau, \Delta t) = \frac{1}{n-\tau-2\Delta t} \cdot \sum_{t=1}^{n-\tau-2\Delta t} \left| \ln\left(\frac{y_{t-\Delta t+\tau} \cdot y_{t+\Delta t+\tau}}{y_{t+\tau}{}^2}\right) - \ln\left(\frac{y_{t-\Delta t} \cdot y_{t+\Delta t}}{y_t{}^2}\right) \right|. \quad (3)$$

Применительно к исследуемому объекту (рис. 1) обобщенная сдвиговая функции (3) представлен на рис. 3.

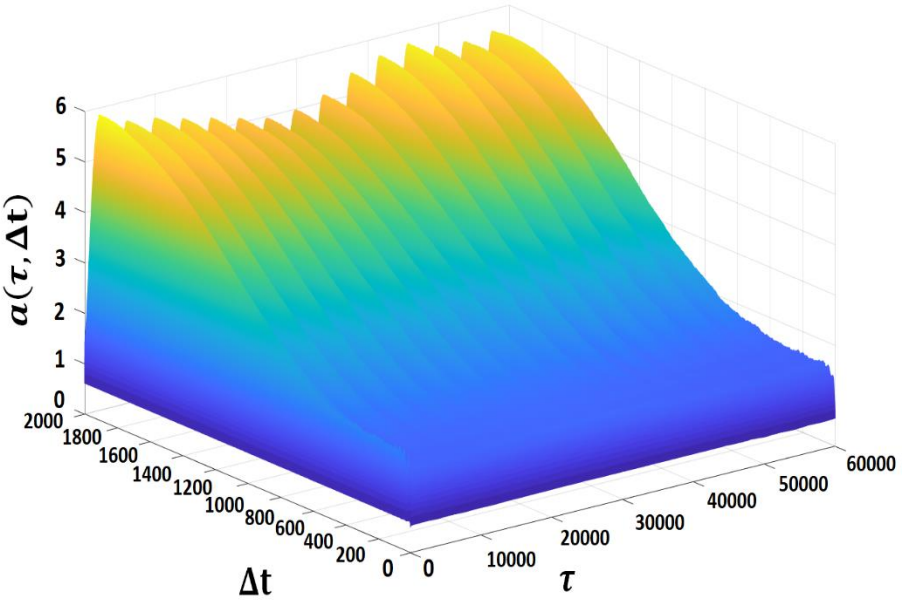


Рис. 3. Обобщенная сдвиговая функция для данных рис.1

Поиск значения минимального значения Δt, определяет срез сдвиговой функции, определяющий характерные значения для исследуемых данных (рис. 4а).

Согласно рис. 4а, получаем несколько оценок почти-периодов для исходных данных. Первый почти-период, приблизительно равен 4000 дням, что составляет порядка 11 лет - известного классического солнечного цикла. Следующий почти-период выделяется в отсечке 8100 дней, что составляет, порядка 22 лет. Третье значение, подозрительное на почти-период, даёт оценку порядка 11860 дней, или же, 32,5 года. Четвёртый почти-период находится на отсечке 15666 дней, что составляет 43 года. Затем осуществляется переход в почти-периоды порядка сотен лет - ярко выраженные почти-периоды наблюдаются на отсечках в 35761, 39837, 43660, 47593, 51682, 55727, что соответствует 98, 109, 119,5, 130, 141,5, 152,5 годам соответственно.

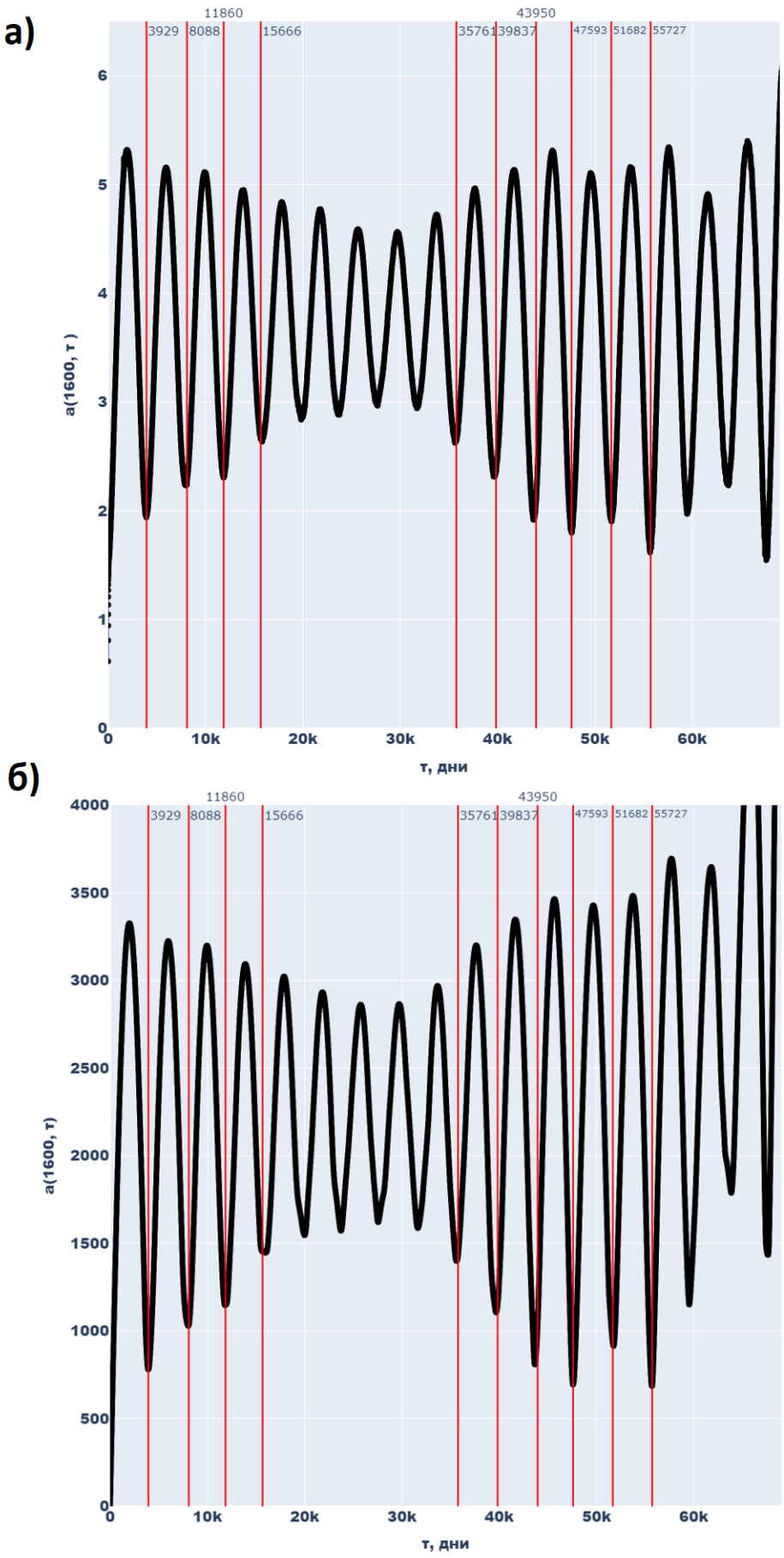


Рис. 4. Сдвиговая функция для данных рис. 2 (а); сдвиговая функция для данных рис. 4 (б)

Таким образом, полученные результаты приводят нас к характерному почти-периоду солнечной активности в 11 лет и кратным ему значениям, а также почти-периоды более 100 лет.

Для проверки на принадлежность полученных колебаний к классу почти-периодических функций проведём оценку интеграла дискретной функции (рис. 3) на предмет грубости полученных результатов, полученных, при построении сдвиговой функции (рис. 4). [7-9] Интеграл для данных рис. 2 продемонстрирован на рис. 5, а соответствующая ему сдвиговая функция – на рис. 4б. После преобразований, значения почти-периодов остались неизменными, что говорит о принадлежности исследуемых данных к классу почти-периодических функций.

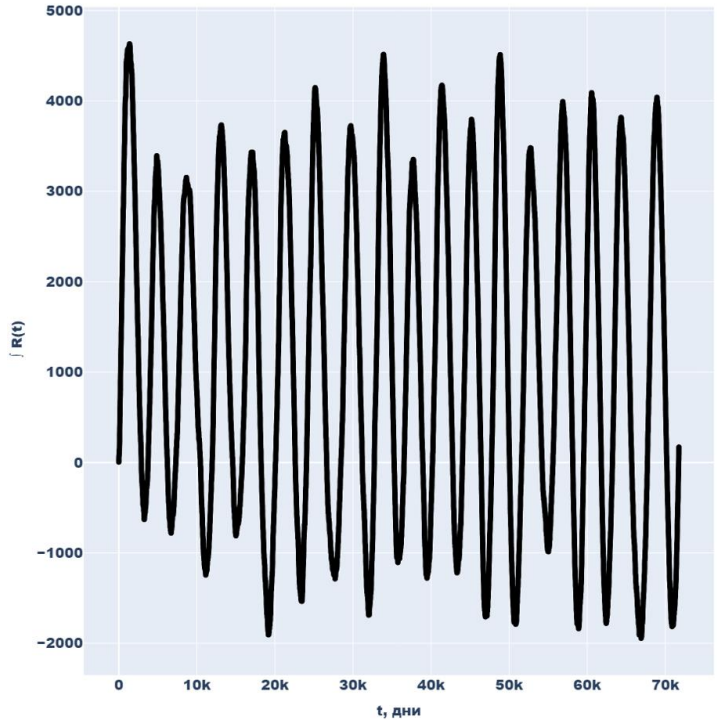


Рис. 5. Интеграл для данных рис. 3

Полученные результаты сравним с имеющимися методами по выявлению периодических компонент из результатов измерений [10].

Первый из них – преобразование Фурье, это метод математического преобразования результатов измерения, в результате которого, входной сигнал раскладывается на гармонические колебания разной частоты. Для дискретных наборов входных сигналов y_n размерностью N применяется дискретное преобразование Фурье (4), где k – номер частоты

$$Y_k = \sum_{n=0}^{N-1} y_n \left(\cos\frac{2\pi kn}{N} - i \cdot \sin\frac{2\pi kn}{N}\right), k = [0, N-1]. \quad (4)$$

Применим преобразование Фурье анализируемому объекту, полученный результат изображён на рис. 6.

Метод дискретного преобразования Фурье дал скромные результаты, выдав результаты для подозрительных на почти-периоды значения в отсечках 520-740 дней, что соответствует 1,5-2 годам, помимо этого, встречается характерный почти-период порядка 2743 дней, что соответствует 7,5 годам.

Таким образом, метод Фурье-анализа не дал ни одного значения, из набора почти-периодов, полученных в результате применения обобщённой сдвиговой функции. Более того, метод не позволил выявить крупные почти-периодические зависимости в данных размерностью порядка 75000 точек.

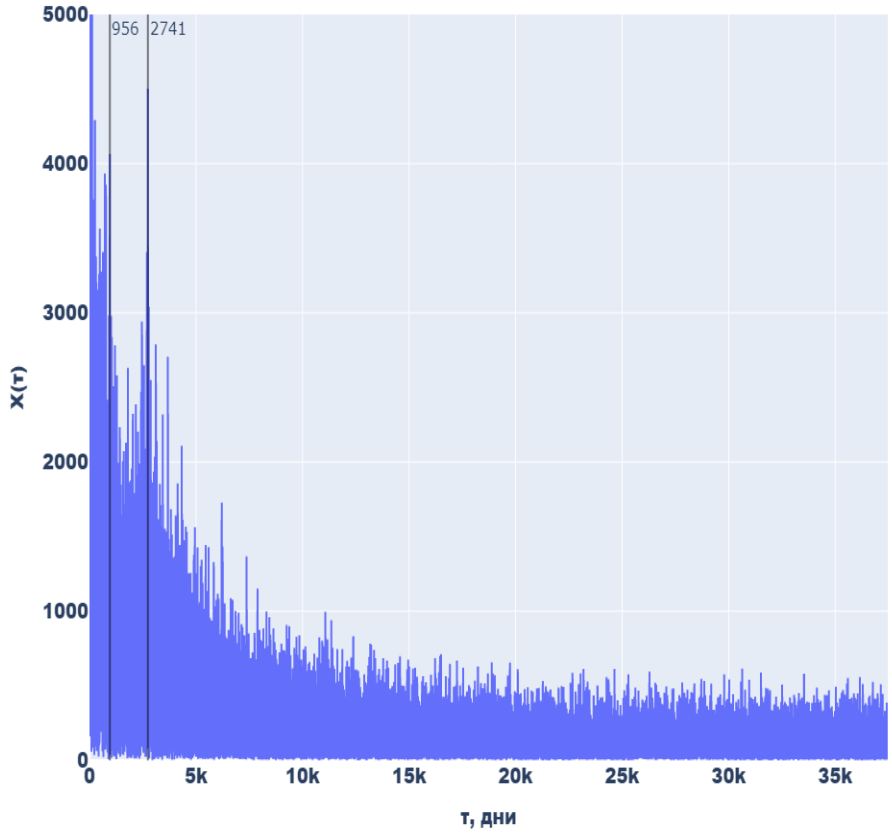


Рис. 6. Преобразование Фурье для данных рис. 1

Ещё один метод, применяющийся для выявления периодических компонент – автокорреляционная функция. Автокорреляция – это статистическая взаимосвязь между последовательностями величин одного ряда, размерностью N, взятыми со сдвигом по времени, рассчитывается по формуле (5), где $\bar{y}$ – среднее значение

$$R_y(\tau) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{t=0}^{N} [y(t+\tau) - \bar{y}] \cdot [y(t) - \bar{y}]. \quad (5)$$

В процессе автокорреляционного анализа рассчитываются коэффициенты корреляции, то есть мера взаимной зависимости, для двух значений выборки, находящихся друг от друга на определенном количестве отсчетов τ, именуемых лагом. Совокупность коэффициентов корреляции по всем лагам представляет собой автокорреляционную функцию ряда.

Результат расчёта автокорреляционной функции для исследуемых данных представлен на рис. 7. Полученные результаты автокорреляционной функции, в отличие от Фурье-анализа, даёт схожие результаты первых подозрительных значений на почти-периоды с обобщённой сдвиговой функцией, а именно, значения в 3900 дней (около 10,5 лет), 7900-8000 дней (около 21,5-22 лет), а также 11860 дней (около 32,5 лет).

Тем не менее, результаты автокорреляционной функции дают больший разброс по значениям и отклоняются от известного цикла в 11 лет, а также, метод слабо отображает значения возможных почти-периодов более 100 лет.

В результате применения двух часто используемых методов по выявлению периодической зависимости в данных, и анализа полученных с них результатов, можно сказать, что преобразование Фурье и автокорреляция не смогли выявить почти-периоды более 100 лет.

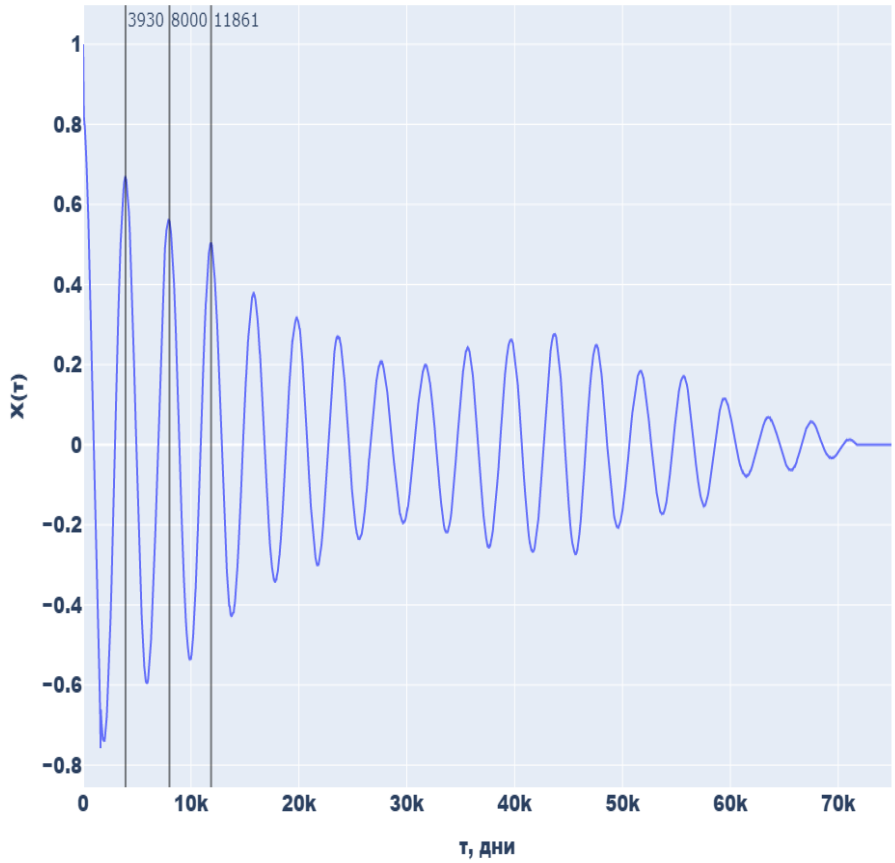


Рис. 7. Автокорреляционная функция для данных рис. 1

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы, был реализован программный комплекс обработки данных, представленных нелинейными колебаниями с трендом. Эффективность реализованных алгоритмов и программ анализа была продемонстрирована полученными результатами обработки результатов измерений солнечных пятен на Солнце, а также в ходе сравнения предлагаемого метода с уже существующими аналогами – преобразованием Фурье и автокорреляцией.

Полученные результаты при применении метода разделения быстрых и медленных движений эмпирических данных, с дальнейшим анализом полученных колебаний на предмет наличия почти-периодических компонент показали полный набор почти-периодических значений в исследуемых данных. Основой для сравнения стал классический Солнечный цикл в 11 лет. Методы Фурье анализа и автокорреляции показали лишь первичный набор значений, подозрительных на почти-периоды, при этом, часть из которых слабо выявляют известный цикл в 11 лет. Более того, при анализе больших данных методы Фурье анализа и автокорреляции не показывают периодических значений более века.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кузьмин В.И., Тытик Д.Л., Гадзаов А.Ф.** Дискретность и непрерывность в свойствах физико-химических систем. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014, с.191.
2. **Кузьмин В.И.** Модели и алгоритмы анализа нелинейных колебаний с трендом: монография / В.И. Кузьмин, А.Б. Самохин, В.В. Чердынцев, А.Ф. Гадзаов. М.: МИРЭА, 2015. 94 с.

3. **Парамонов А.А., Кузьмин В.И.** Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021610111 «Сдвиговая функция на основе мультипроцессорной обработки». Дата государственной регистрации 09 января 2023 г.
4. **Аналитический** центр по наблюдениям за солнечной активностью: [Электронный ресурс]. URL: https://www.sidc.be/
5. **Paramonov A.A., Kuzmin V.I., Dzerjinsky R.I.** Analysis of almost—periodic and almost—proportional characteristics of a representative sample local minima time series // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2020. № 1047. P. 1-9.
6. **Kuzmin V., Gadzaov A., Dzerjinsky R.** Methods for data analysist. M.: Издательство «Перо», 2021. 243 с.
7. **Левитан Б.М.** Почти-периодические функции. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1953. 395 с.
8. **Левитан Б.М.** Некоторые вопросы теории почти-периодических функций // Успехи матем. наук, 1947. Т. II. Вып. 6. С. 174-214.
9. **Левитан Б.М.** Обобщённые почти-периодические функции // Матем. сб., 1949. Т. 24 (66). С. 321-346.
10. **Есипов И.В., Кузьмин В.И., Дзержинский Р.И.** Сравнительный анализ моделей и алгоритмов оценки периодических компонент в результатах измерений // М.: РТУ МИРЭА, 2022. 6 с.

Paramonov A.A.[1], Kuzmin V.I.[2]

[1] "MIREA - Russian Technological University", Russia,
119454, Moscow, Vernadskogo av. 78, E-mail: paramonov_a_a99@mail.ru
[2] "MIREA - Russian Technological University", Russia,
119454, Moscow, Vernadskogo av. 78, E-mail: vik271935@yandex.ru

SOFTWARE PACKAGE FOR PROCESSING OF SIGNALS REPRESENTED BY NONLINEAR OSCILLATIONS WITH A TREND

ABSTRACT

The main requirement imposed to computer signal processing is the absence of the influence of processing methods on measurement results. Classical methods of analysis of periodic components of nonlinear oscillations, based on expansions into series, significantly affect the results obtained, because they assume that the original data are represented only by the components of the series, while autocorrelation functions do not work on large time intervals. The class of shift functions introduced in [1-3] on the basis of distances in the metric spaces of the functional analysis in principle does not affect the initial measurement results, which allows to determine structurally the complete set of almost-periods contained in the measurement results.

The presented provisions characterize the relevance, novelty and practical importance of the results. The capabilities of the software package containing all the results presented above are illustrated by analyzing the results of daily measurements of the number of sunspots from January 1818 to February 2023 [4]. The results of computer processing of the results are compared with the results of Fourier analysis and autocorrelation.

METHODS OF BIG DATA ANALYSIS, BIG DATA WITH ORDERED ARGUMENT, TREND, NONLINEAR OSCILLATIONS, NEAR-PERIODS, FOURIER ANALYSIS, AUTOCORRELATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.178.151.2

Хошев А.Е.[1,2], Колганов О.А.[1,2], Егоров Р.А.[1,2], Федоров А.В.[1,2], Кинжагулов И.Ю.[1,2]

[1] Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия,
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 лит. А
[2] Учреждение науки "Инженерно- конструкторский центр сопровождения эксплуатации космической техники", Россия,
197343, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, дом 57, лит. А

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНТАКТНО-УДАРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ИНДЕНТИРОВАНИИ

АННОТАЦИЯ

В данной статье рассматривается компьютерное моделирование контактно-ударного взаимодействия ударника с объектом контроля при динамическом индентировании. Представлены теоретические основы метода динамического индентирования для оценки механических характеристик материала. Компьютерное моделирование выполнено при помощи интерфейсов Solid Mechanics, AC/DC и Moving Mesh в программе инженерного анализа Comsol Multiphysics. При моделировании процесса регистрации движения ударника за основу был взят первичный преобразователь с дифференциальной схемой включения катушек индуктивности, реализующий магнитоиндукционный метод. Представлены разработанная модель деформации объекта контроля, а также результаты моделирования в виде изменения глубины внедрения индентора во времени и диаграммы зависимости нагрузки от глубины внедрения индентора. Обоснована возможность интеграции двух разработанных моделей с целью реализации полного компьютерного моделирования процесса динамического индентирования.

ДИНАМИЧЕСКОЕ ИНДЕНТИРОВАНИЕ, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, КОНТАКТНО-УДАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ, ПАРАМЕТРЫ ДВИЖЕНИЯ, МАГНИТОИНДУКЦИОННЫЙ МЕТОД, КАТУШКА, МАГНИТ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время к качеству изделий в различных отраслях промышленности, на этапах изготовления, испытания и эксплуатации, предъявляют все более высокие требования к различным физико-механическим характеристикам (ФМХ) материала. На сегодняшний день наиболее актуальными методами оценки ФМХ являются безобразцовые методы (метод Шора или метод Либа), которые не требуют изготовления образцов свидетелей. Представленные методы дают возможность в создании портативных устройств, которые позволяют осуществлять контроль на различных этапах жизненного цикла изделия.

Суть метода ДИ заключается в регистрации параметров движения индентора в процессе его контактно-ударного взаимодействия (КУВ) с испытуемым материалом. Данный метод

регламентируется стандартом ГОСТ Р 56474-2015. В процессе КУВ индентор, с жестко закрепленным к нему магнитом, проходит через катушку индуктивности, что вызывает изменение магнитного потока и, как следствие, формирование сигнала электродвижущей силы (ЭДС), пропорционального скорости вращения индентора на всем протяжении всего временного интервала КУВ [1]. Следует отметить, что основные значения параметров датчика ДИ в ГОСТ Р 56474–2015 не нормируются [2].

Первичный преобразователь (ПП) является устройством, предназначенным для регистрации параметров движения ударника. Данное устройство входит в состав конструкции датчика динамического индентирования и является одним из важных элементов приборной реализации метода ДИ. В настоящее время в основу данного устройства положен магнитоиндукционный метод регистрации параметров движения ударника.

Для оптимизации ПП и повышения точности регистрации параметров движения ударника предлагается использование магнитоиндукционного метода с дифференциальной схемой включения катушки индуктивности [3]. Данный метод отличается наличием двух последовательно соединенных катушек индуктивности с одинаковыми параметрами, но разнонаправленными витками намотки. На выходе регистрируется возникающее напряжение при внедрении магнита. Принцип работы магнитоиндукционного метода с дифференциальной схемой катушки индуктивности заключается в том, что в рабочем диапазоне магнит находится внутри катушки тем самым N (северный) полюс индуцирует напряжение в одной секции, а S (южный) полюс в другой секции. [4]

Среди научных работ, посвященных этой тематике, следует выделить несколько, в которых описывается процесс моделирования КУВ в ходе динамического индентироования [1, 3-8]. На данный момент работ, посвящённых компьютерному моделированию процесса регистрации движения ударника одновременно с компьютерным моделированием процесса деформации объекта контроля не представлено.

Проводимая работа позволит усовершенствовать процесс оценки механических характеристик объекта контроля с помощью более точной регистрации движения ударника в ходе КУВ. Данная компьютерная модель также может являться основой для внедрения средств машинного обучения для оптимизации процесса постобработки полученного сигнала и ускорения процесса определения механических характеристик.

Целью данной работы является разработка алгоритма компьютерного моделирования процесса динамического индентирования. Задачами работы являются разработка алгоритма компьютерного моделирования регистрации движения ударника; разработка алгоритма компьютерного моделирования процесса КУВ; разработка компьютерной модели регистрации движения ударника; разработка компьютерной модели деформации объекта контроля в процессе КУВ; обработка результатов компьютерного моделирования.

РАЗРАБОТКА КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ

Компьютерное моделирование производилось в программном обеспечении Comsol Multiphysics 6.1. Для решения задачи регистрации параметров движения ударника был использован интерфейс Magnetic Fields модуля AC/DC. Процесс разработки модели первичного преобразователя был отражен в научной работе [5].

Для решения задачи моделирования деформации объекта контроля в ходе КУВ был использован интерфейс Solid Mechanics, принцип работы которого основан на решении уравнений тензоров Пиолы-Кирхгоффа. Исследование проводилось на основе нелинейной упругопластической модели деформации материала, в которой деформация условно разбивается на линейную упругую при помощи встроенной модели Linear Elastic Material и степенную пластическую при помощи подмодели Plasticity. Деформационное упрочнение материала в упругопластической области учитывается по изотропной модели Voce [9].

Расчет процесса динамического индентирования производился при помощи решателя MUMPS по времени. Для упрощения процесса расчета геометрия была построена в двух

измерениях в осесимметричных условиях. Для расчета была выбрана Free Triangular сетка с уплотнением вдоль линии контакта ударника с объектом. Для апробации модели в качестве объекта контроля была выбрана пластина с механическими характеристиками алюминия.

В ходе решения были получены основные характеристики процесса индентирования: длительность внедрения ударника, изменение усилия по ходу индентирования и глубина внедрения ударника. На рис. 1 представлена визуализация расчета данной модели в виде напряжений Фон Мизеса (Н/м^2) на контуре индентора и объекта контроля. Для исследуемого материала предел текучести составляет 430 МПа, а предел прочности – 503 МПа.

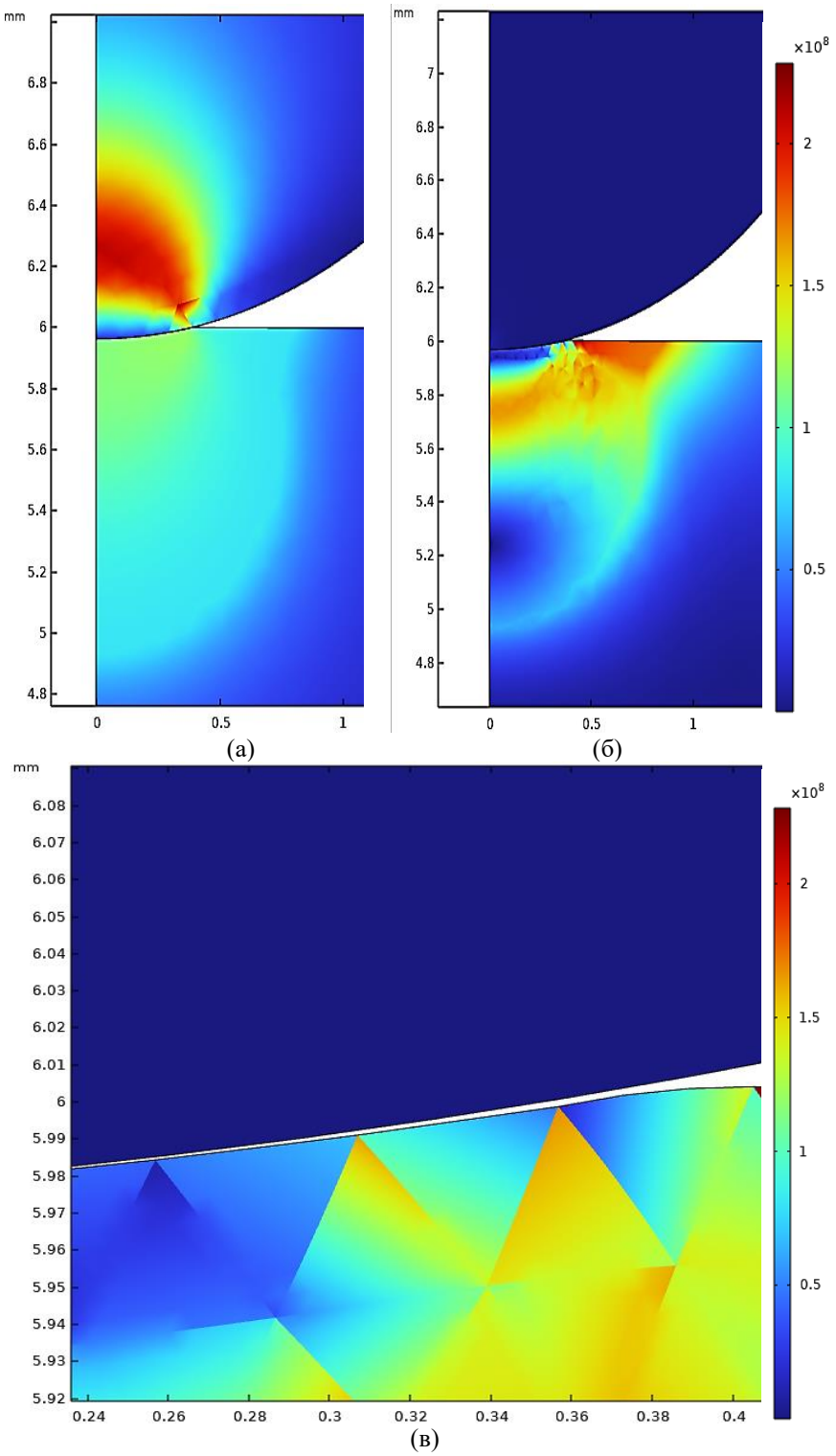


Рис. 1. Визуализация расчета модели в виде напряжений Фон Мизеса на контуре индентора и объекта контроля: а – момент пиковой нагрузки материала; б – момент после окончания процесса индентирования; в – видимая деформация материала после окончания индентирования

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРА ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

Для определения геометрических и электрических параметров ПП, а также оптимизации получаемого исходного сигнала был разработан алгоритм компьютерного моделирования на основе двух разработанных моделей, состоящий из нескольких этапов. Блок-схема алгоритма представлена на рис. 2.

Данная реализация процесса компьютерного моделирования позволит упростить ход расчета, при этом предоставляя возможность изменения большего количества характеристик без необходимости полной перестройки модели. Алгоритм предполагает последовательное использование двух моделей, при котором выходные данные одной являются входными данными для другой. При этом после расчета деформации объекта контроля, изменение координаты ударника по времени передается назад в модель регистрации движения, в которой расчет был приостановлен непосредственно перед началом КУВ. После окончания алгоритма мы получаем график изменения ЭДС по ходу всего процесса динамического индентирования.

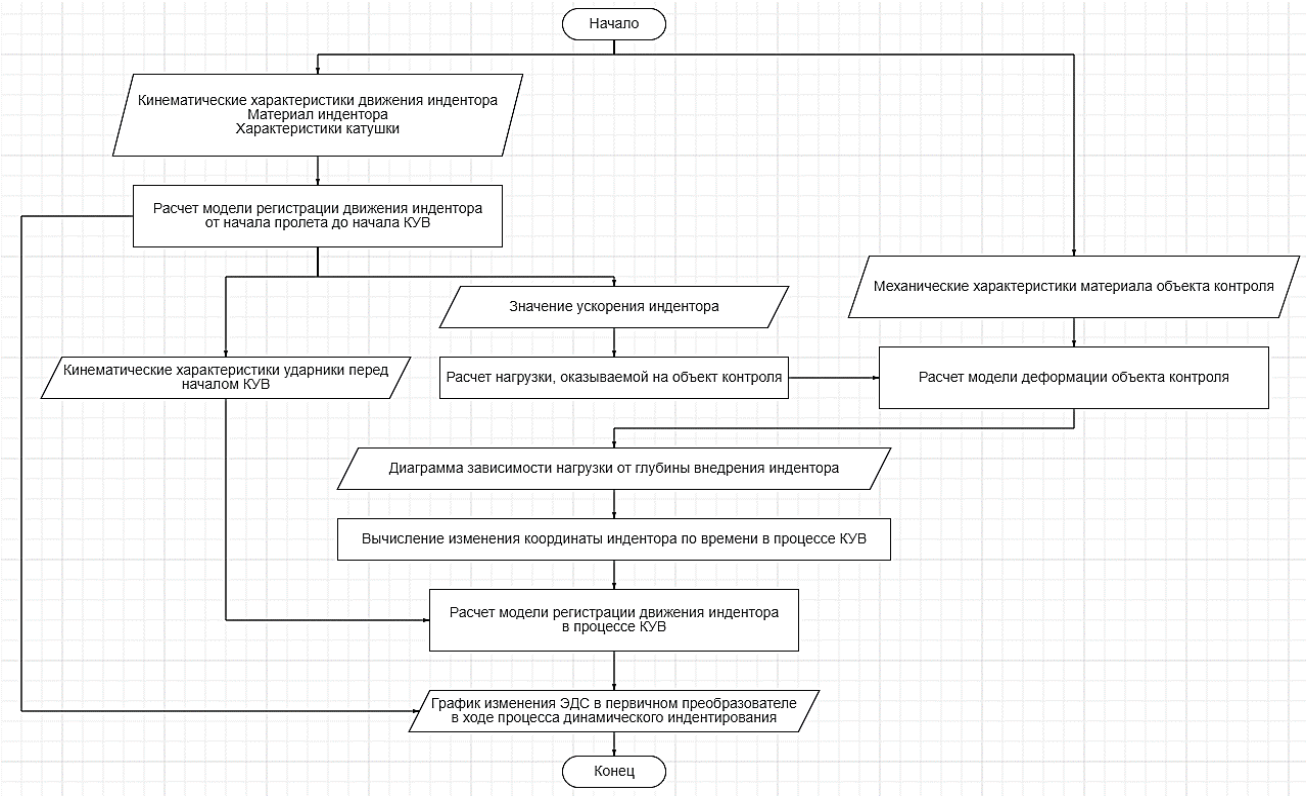


Рис. 2. Алгоритм компьютерного моделирования процесса динамического индентирования

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были разработаны алгоритмы компьютерного моделирования системы регистрации движения ударника и процесса КУВ. На основе разработанных алгоритмов была осуществлена компьютерная симуляция в программном обеспечении Comsol Multiphysics в интерфейсах Magnetic Fields и Solid Mechanics соответственно. Разработанные модели позволяют провести поэтапную симуляцию процесса динамического индентирования, алгоритм данной симуляции был представлен. Применение первичного преобразователя на основе двух дифференциально соединенных катушек индуктивности позволит значительно повысить эффективность метода динамического индентирования, благодаря возможности более точно регистрировать движение ударника в процессе КУВ, а возможность симуляции процесса внедрения индентора позволит вывести типовые виды диаграмм для различных материалов с известными

механическими характеристиками, на основе которых может быть реализовано внедрение средств машинного обучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Крень А. П., Рабцевич А. В., Зинкевич Н. В.** Моделирование ударного контакта индентора с нежесткими стальными конструкциями при изменении твердости // Изв. НАУ Беларуси. Серия. Физико-технические науки. 2017. № 4. С. 38-45.
2. **Крень А. П., Рудницкий В. А., Делендик М. Н.** Оценка погрешности определения физико-механических характеристик материалов при их контроле методом индентирования // Приборы и методы измерений. 2018. Т. 9, № 3. С. 263-271.
3. **Kolganov O., Egorov R., Ilyinsky A., Khoshev A., Kinzhagulov I., Fedorov A.** Development of the Design of the Sensor and the Elements of Software Data Processing of the Dynamic Indentation Device // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1-5
4. **Колганов О.А., Ильинский А.В., Егоров Р.А., Хошев А.Е., Федоров А.В.** Дифференциальное включение катушек индуктивности для регистрации параметров движения ударника при динамическом индентировании // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2023. Т. 66. № 1. С. 74-80.
5. **Колганов О.А., Егоров Р.А., Ильинский А.В., Хошев А.Е., Кинжагулов И.Ю., Федоров А.В.** Разработка конструкции датчика и элементов программной обработки данных прибора динамического индентирования // Приборы. 2022. № 12(270). С. 27-34
6. **Иванова Е.И., Федоров А.В., Астрединова Н.В., Ильинский А.В., Ашихин Д.С.** Оценка возможности применения оптического метода в задаче регистрации кинематических характеристик процесса динамического индентирования // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. № 4. С. 620-627.
7. **Кузьмичев М.В., Егоров Р.А.** Моделирование и алгоритмическое обеспечение процесса динамического индентирования // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2018. №5. С. 794-800.
8. **Марусин М.П., Протасеня Т.А.** Разработка первичного преобразователя прибора динамического индентирования для измерения механических свойств материалов // Приборостроение. 2014. №10. С. 85-87.
9. **Voce E.** A practical strain hardening function // Metallurgia. 1955. Vol. 51. P. 219-226.

Khoshev A.E. [1,2], Kolganov O.A. [1,2], Egorov R.A. [1,2], Fedorov A.V. [1,2], Kinzhagulov I.Yu.[1,2]

[1]National Research University ITMO, Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49, lit. A
[2] Institution of Science "Engineering and Design Center for Support of Space Technology Operation", Russia, 197343, St. Petersburg, Matrosa Zheleznyaka st., 57, lit. A

COMPUTER SIMULATION OF CONTACT-IMPACT INTERACTION DURING DYNAMIC INDENTATION

ABSTRACT

This article discusses computer simulation of the contact-impact interaction of the striker with the test object during dynamic indentation. The theoretical foundations of the dynamic indentation method for assessing the mechanical characteristics of a material are presented. Computer simulation was performed using the Solid Mechanics, AC/DC and Moving Mesh interfaces in the Comsol Multiphysics engineering analysis program. The primary transducer with a differentially connected inductors, which implements the magnetic induction method, was taken as the basis during the creation of the model of the process of recording the movement of the striker. The developed model of deformation of the test object is presented, as well as the results of modeling in the form of a change in the depth of penetration of the indenter in time and a diagram of the dependence of the load on the depth of penetration of the indenter. The possibility of integrating the two developed models in order to implement a complete computer simulation of the dynamic indentation process is substantiated.

DYNAMIC INDENTATION, COMPUTER SIMULATION, CONTACT-IMPACT INTERACTION, REGISTRATION SYSTEM, MOTION PARAMETERS, MAGNETIC INDUCTION METHOD, COIL, MAGNET

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.784

Аксёнов А.М., Мурашкина Т.И., Дудоров Е.А., Бадеев В.А.

Пензенский государственный университет (ПГУ), Россия,
440026, Пенза, Красная ул., 40, E-mail: sandroaksyonov@gmail.com

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО МИКРОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ УГЛА ПОВОРОТА

АННОТАЦИЯ

В статье рассматривается последовательность математического моделирования волоконно-оптического отражательного преобразователя угла поворота для диагностических систем челюстно-лицевых патологий. Известные методы диагностики челюстно-лицевых патологий небезопасны для пациентов из-за использования электрических датчиков. Назрела необходимость создания новых диагностических систем с использованием волоконной оптики. В ходе исследования выведена функция преобразования измерительного преобразователя. Входным параметром является угол поворота α отражающей модулирующей пластины, выполненной в форме полуцилиндра, а выходным параметром - интенсивность светового потока. На основе аналитического выражения функции преобразования строится её график. В заключение отмечается, что функция преобразования близка к линейной.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ, МИКРОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ, УГОЛ ПОВОРОТА, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ФУНКЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Ученые выделяют несколько видов челюстно-лицевых патологий (ЧЛП), вызванных аномалиями костных структур, мышечных и хрящевых тканей, а также онкологическими заболеваниями [1]. Такие аномалии могут быть вызваны поражением височно-нижнечелюстных суставов, заболеваниями и травмами или генетическими поражениями лицевого нерва. Природа некоторых заболеваний, вызывающих патологии челюстно-лицевой области, до сих пор неизвестна.

В настоящее время отклонение положения антропометрических точек лица от нормы определяются довольно приблизительно (табл. 1). В таблице 1 представлена шкала House-Brackmann для выявления дисфункции лицевого нерва [2].

Более того, известные методы диагностики ЧЛП небезопасны для пациентов из-за использования электрических датчиков. Назрела необходимость создания новых диагностических систем с использованием волоконной оптики.

Диагностическая система, включающая волоконно-оптический датчик угла поворота (ВОДУП), позволит проводить точные и безопасные измерения отклонений положения антропометрических точек лица от нормы: как линейных, так и угловых, и систематизировать ЧЛП в зависимости от линейных и угловых отклонений конкретной точки лица.

Табл. 1. Шкала-таблица House-Brackmann

Функция	Характеристика
1 Норма	Нормальная функция лицевого нерва
2 Легкая дисфункция	Небольшая слабость; нормальный тонус и симметрия в покое
3 Умеренная дисфункция	Очевидная слабость, асимметрия не обезображивающая; синкинез; полное закрытие глаз с усилием
4 Умеренно-тяжелая дисфункция	Явная слабость или обезображивающая асимметрия; нормальная симметрия и тонус в покое; неполное закрытие глаз
5 Тяжёлая дисфункция	Едва заметное движение; асимметрия в покое
6 Полный паралич	Нет движения

Задача – повысить достоверность определения ЧЛП путем внедрения в медицинскую практику диагностических систем, основанных на современных безопасных измерительных приборах, в частности волоконно-оптических [3, 4].

Цель – промоделировать микро-оптико-механическую систему (МОМС) ВОДУП; подобрать конструктивные параметры МОМС, обеспечивающие линейную функцию преобразования и требуемый диапазон измерений.

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

Для достижения цели необходимо вывести функцию преобразования (ФП) МОМС ВОДУП, которая связывает интенсивность светового потока (СП), поступающего на приёмник излучения по отводящему оптическому волокну (ООВ), с начальным значением СП, поступающего в зону измерения по подводящему оптическому волокну (ПОВ). Затем на основе численного моделирования подобрать параметры МОМС (апертурный угол, диаметр сердцевины оптического волокна, конструктивные параметры оптического модулирующего элемента (ОМЭ), расстояние от торцов оптических волокон до ОМЭ, межосевое расстояние между ПОВ и ООВ), удовлетворяющие заданным требованиям.

ОПИСАНИЕ МИКРО-ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

На рисунке 1 приведена схема, поясняющая ход оптических лучей от ПОВ к ОМЭ и ход отраженных лучей от ОМЭ к ООВ.

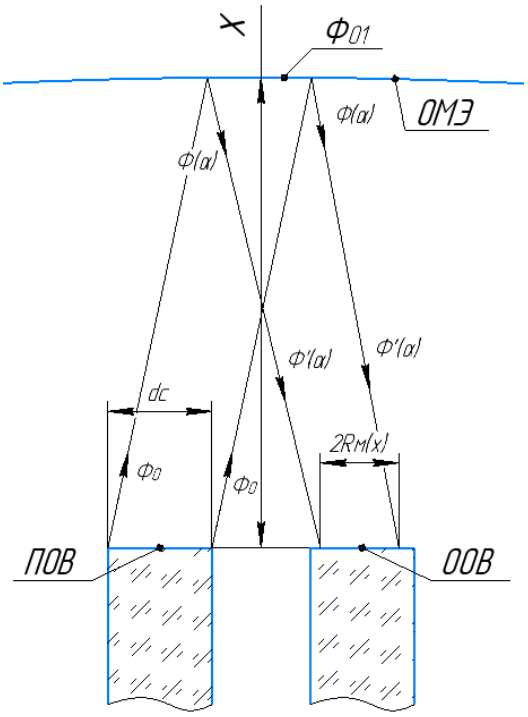


Рис. 1. Схема хода световых лучей в МОМС

Начальный СП Φ_0, исходящий из ПОВ, падает на ОМЭ, освещая его световым потоком Φ_{01}. В результате СП $\Phi(\alpha)$ отражается от модулирующей пластины (далее по тексту пластина). СП $\Phi'(\alpha)$ падает на приёмный торец ООВ. Потоки Φ_0 и Φ_{01}, а также $\Phi(\alpha)$ и $\Phi'(\alpha)$ не равны вследствие кривизны пластины.

РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Определение зависимости интенсивности светового потока, освещающего пластину, от интенсивности начального светового потока

Поверхность, через которую переносится Φ_{01}, освещающий пластину, представляет тобой эллипс с большой полуосью $R_э$ и малой, равной диаметру сердцевины $d_с$.

Отношение СП Φ_0 и Φ_{01} определяется выражением

$$\frac{\Phi_0}{\Phi_{01}} = k(x)\frac{S_0}{S(\alpha)} = k(x)\frac{d_с}{2R_э}, \quad (1)$$

где S_0 - площадь поверхности, через которую переносится Φ_0, $S(\alpha)$ - площадь поверхности с учетом кривизны экрана, зависящая от α, $k(x)$ - коэффициент передачи тракта "ПОВ - ОМЭ".

Используя формулы для нахождения длины хорды ($d_с$) и длины дуги ($2R_э$) окружности, получаем

$$R_э = \frac{\pi R \arcsin(\frac{d_с}{2R})}{180}. \quad (2)$$

Здесь R – радиус кривизны пластины.

Из выражений (1) и (2) следует

$$\frac{S_0}{S(\alpha)} = \frac{90 d_с}{\pi R \arcsin(\frac{d_с}{2R})}. \quad (3)$$

Подставив в формулу (3) значение параметров МОМС ($d_с$ = 0,2 мм; апертурный угол θ_{NA}=12°; R = 31,1 мм; расстояние от плоскости торцов оптического волокна до экрана x = 1,2 мм), получается число 0,999998277. Это означает, что Φ_0 можно принять равным Φ_{01} с высокой степенью точности согласно выражению (1).

Определение зависимости интенсивности светового потока, отраженного от пластины, от угла её поворота

При повороте экрана условие отражения СП изменяется. $\Phi(\alpha)$ зависит от α так же, как и площадь $S_{отр}(\alpha)$ поверхности, отражающей этот поток (4).

$$S_{отр}(\alpha) = \frac{(d_c)^2}{8}\left(\pi - 2\,arcsin\left(2\frac{\sqrt{(\frac{\pi R\alpha}{180})^2 + (\frac{d_c}{2})^2}}{d_c} sin\left(\operatorname{arctg}(\frac{90 d_c}{\pi R\alpha}) - \operatorname{arctg}(\frac{d_c}{\pi R})\right)\right) - \right.$$
$$\left. - sin\left(\pi - 2\,arcsin\left(2\frac{\sqrt{(\frac{\pi R\alpha}{180})^2 + (\frac{d_c}{2})^2}}{d_c} sin\left(\operatorname{arctg}(\frac{90 d_c}{\pi R\alpha}) - \operatorname{arctg}(\frac{d_c}{\pi R})\right)\right)\right). \quad (4)$$

На рисунке 2 приведён график зависимости отношения $S_{отр}(\alpha)$ и S_0 от α (отношение $\Phi(\alpha)$ к Φ_0 прямо пропорционально отношению площадей $S_{отр}(\alpha)$ и S_0, переносящих эти СП).

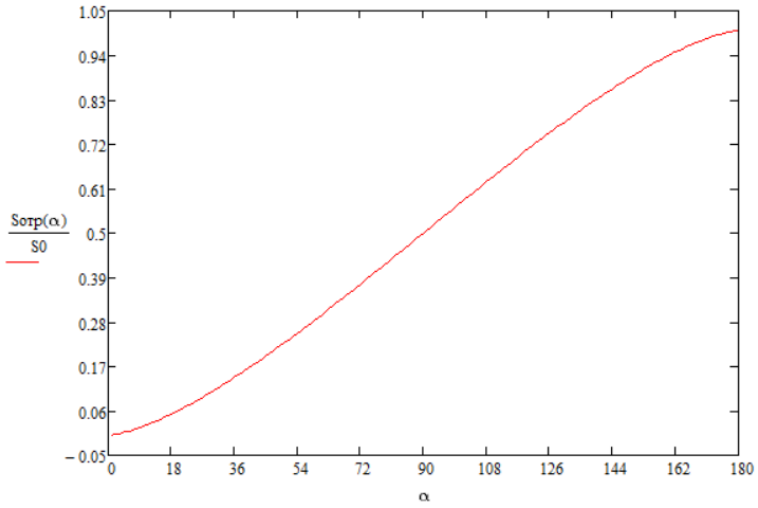


Рис. 2. График зависимости отношения $S_{отр}(\alpha)$ и S_0 от α

График показывает близкую к линейной зависимость. Максимальная линейность наблюдается в диапазоне (50…130)°. Зависимость отношения $\Phi(\alpha)$ к Φ_0 от α будет подобной приведённой на рисунке ввиду пропорциональности.

Определение зависимости светового потока, освещающего приемную часть ООВ, от угла поворота

Кривизна экрана не позволяет приравнять $\Phi(\alpha)$ и $\Phi'(\alpha)$. Площадь поверхности, через которую переносится $\Phi(\alpha)$, уменьшается в направлении торца ООВ с увеличением расстояния x. Эта область в плоскости ООВ представляет собой эллипс с большой осью, равной d_c, и малой полуосью $R_м$ (рис. 1).

На рисунке 3 представлен график зависимости $2R_м$ от x, построенный в программе *MathCad* в результате моделирования при следующих параметрах: $d_c = 0{,}2$ мм; $\theta_{NA} = 12°$; $R = 31{,}1$ мм.

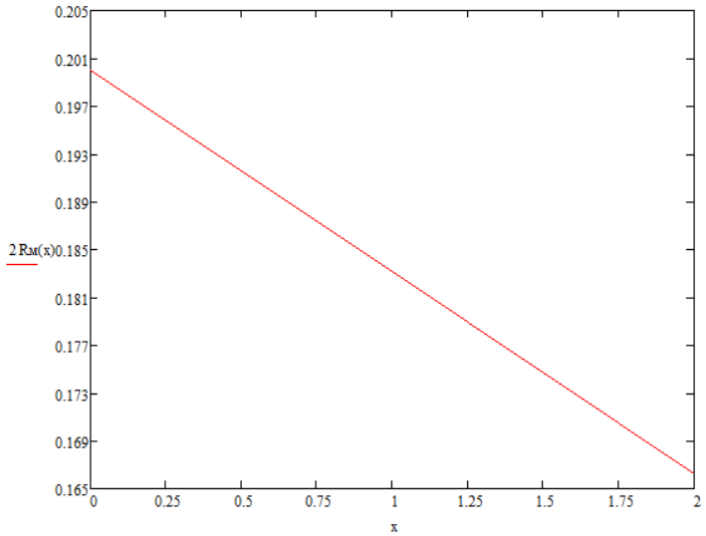


Рис. 3. График зависимости $2R_м$ от x

Как видно из графика, $R_м$ линейно уменьшается с увеличением расстояния от торца ООВ до ОМЭ, а значит, линейно уменьшается и $\Phi'(\alpha)$. При трассировке получено, что при

значениях x от 0,8 мм до 1,2 мм значения $2R_м$ находятся примерно в интервале (0,186...0,180) мм (см. рисунок 4). В этом случае кривизной экрана пренебречь нельзя.

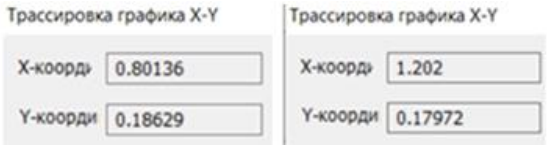


Рис. 4. Результаты трассировки

Поскольку эллипс получается при искажении окружности в n раз, отношение $\Phi'(\alpha)$ к $\Phi(\alpha)$ будет определяться выражением

$$\frac{\Phi'(\alpha)}{\Phi(\alpha)} = nk'(x)\frac{S'(\alpha)}{S_{отр}(\alpha)} = nk'(x)\frac{2R_м}{d_c}. \quad (5)$$

Здесь $k'(x)$ – коэффициент передачи тракта "ОМЭ - ООВ".

Таким образом, площадь поверхности $S'(\alpha)$, через которую передается $\Phi'(\alpha)$, будет определяться выражением (6)

$$S'(\alpha) = \frac{2R_м(x)d_c}{8}\left(\pi - 2\arcsin\left(2\frac{\sqrt{\left(\frac{\pi R\alpha}{180}\right)^2 + \left(\frac{d_c}{2}\right)^2}}{d_c}\sin\left(\operatorname{arctg}\left(\frac{90d_c}{\pi R\alpha}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{d_c}{\pi R}\right)\right)\right) - \right.$$
$$\left. - \sin\left(\pi - 2\arcsin\left(2\frac{\sqrt{\left(\frac{\pi R\alpha}{180}\right)^2 + \left(\frac{d_c}{2}\right)^2}}{d_c}\sin\left(\operatorname{arctg}\left(\frac{90d_c}{\pi R\alpha}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{d_c}{\pi R}\right)\right)\right)\right)\right). \quad (6)$$

На рисунке 5 представлены графики функций $\Phi(\alpha)$ и $\Phi'(\alpha)$ (в соответствии с выражением (5)).

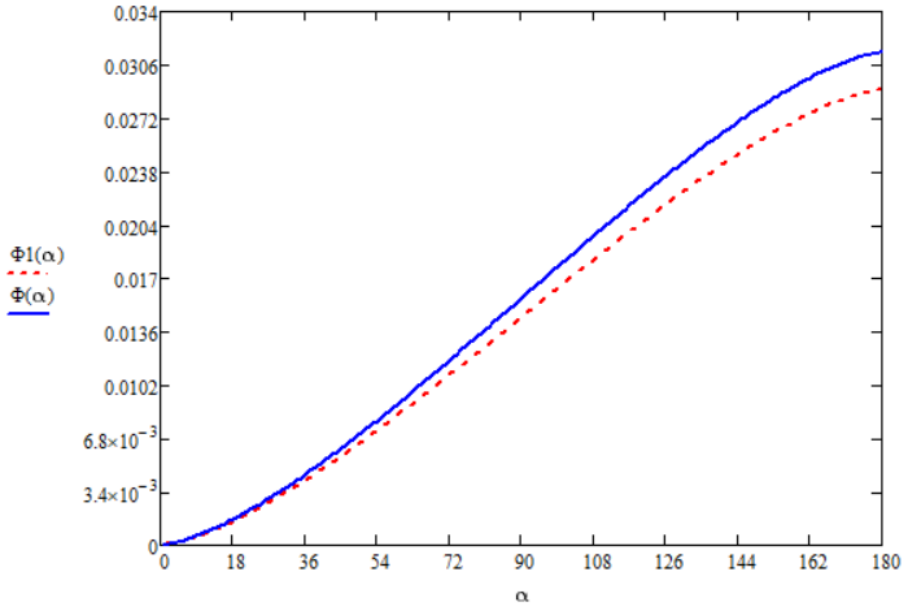


Рис. 5. График функции $\Phi(\alpha)$ (сплошная кривая на графике) и график функции $\Phi'(\alpha)$ (пунктирная кривая на графике)

Как видно по рисунку, график функции $\Phi'(\alpha)$ лежит мультипликативно ниже графика функции $\Phi(\alpha)$, т.к. $\Phi(\alpha)$ больше $\Phi'(\alpha)$ вследствие кривизны пластины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящее исследование посвящено математическому моделированию волоконно-оптического датчика угла поворота для систем диагностики челюстно-лицевых патологий.

В ходе работы получена функция преобразования микро-оптико-механической системы датчика. Следует отметить, что в ходе моделирования была получена близкая к линейной функция преобразования.

Был рассмотрен ход лучей от ПОВ до ООВ, учтены и смоделированы в программе *MathCad* математические параметры МОМС, влияющие на распределение светового потока в системе, построены соответствующие графики. Полученные результаты будут использованы при конструировании ВОДУП.

СПИСОК ОБОЗАЧЕНИЙ

α – угол поворота модулирующей пластины;

Φ_0, Φ_{01}, $\Phi(\alpha)$, $\Phi'(\alpha)$ – начальный СП, освещающий пластину СП, отраженный от пластины и падающий на ООВ СП;

$R_э$ – большая полуось эллипса – поверхности, через которую переносится Φ_{01};

$d_с$ – диаметр сердцевины оптического волокна;

$S_0, S(\alpha), S'(\alpha)$ – площадь поверхности, через которую переносится Φ_0; площадь поверхности с учётом кривизны пластины; площадь поверхности, через которую переносится $\Phi'(\alpha)$;

R – радиус кривизны модулирующей пластины;

θ_{NA} – апертурный угол;

x – расстояния от плоскости торцов оптических волокон до ОМЭ;

$S_{отр}$ – площадь поверхности, отражающей $\Phi(\alpha)$;

$R_м$ – малая полуось эллипса – поверхности, через которую переносится $\Phi'(\alpha)$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование проводилось в рамках гранта Российского научного фонда и гранта Кубанского научного фонда № 22-15-20069.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гуйтер О.С., Митин Н.Е., Устюгова А.Е., Сорокина М.А.** Этиологические факторы, способствующие возникновению дефектов и деформаций челюстно-лицевой области // Модели, системы, сети в экономике, технике, природе и обществе. 2015. С. 7.
2. **House J.W., Brackmann D.E**. Facial nerve grading system. Otolaryngol Head Neck Surg. 1985. P. 146-147.
3. **Бадеева Е.А., Мурашкина Т.И., Серебряков Д.И., Васильев Ю.А., Хасаншина Н.А., Славкин И.Е** Волоконно-оптическая диагностическая система аномалий челюстно-лицевой области на основе датчиков давления // Материалы V международной конференции «Современные нейрокибернетические технологии в реабилитации и развитии когнитивных способностей человека» (СНТРЧ-2020), Московский государственный гуманитарно-экономический университет (МГГЭУ) 26-27 ноября 2020. С. 90-95.
4. **Кукушкина А.Н., Мурашкина Т.И., Бадеева Е.А., Серебряков Д.И., Васильев Ю.А.** Модернизированный волоконно-оптический датчик угла наклона для определения патологий челюстно-лицевой области // Сборник трудов XIX Международной научно-практической конференции, 2022.

Aksyonov A.M., Murashkina T.I., Dudorov E.A., Badeev V.A.

Penza State University, Russia,
440026, Penza, Krasnaya St. 40, E-mail: sandroaksyonov@gmail.com

MATH MODELING FIBER-OPTIC MICROTRANSDUCER OF ROTATION ANGLE

ABSTRACT

The article considers the sequence of mathematical modeling of a fiber-optic reflective angle transducer for diagnostic systems of maxillofacial pathologies.

Known methods of diagnosing maxillofacial pathologies are not safe for patients due to the use of electrical sensors. The need for new diagnostic systems using fiber optics is urgent.

The conversion function of the measuring transducer is derived. The input parameter is the angle of rotation of the reflecting plate α in the form of a half-cylinder, and the output parameter is the intensity of the light flux. Based on the analytical expression of the conversion function, its graph is plotted. In conclusion, it is noted that the conversion function is close to linear.

FIBER-OPTIC, MICROTRANSDUCER, ROTATION ANGLE, MATH MODELING, CONVERSION FUNCTION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.1

Мачихин А.С.[1], Русаков Д.Ю.[2]

[1]. Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской Академии Наук, Российская Федерация, 117342, Москва, улица Бутлерова, 15, E-mail: machikhin@ntcup.ru
[2] АО "ОНПП "Технология" им. А.Г. Ромашина", Российская Федерация, 249031, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, 15, E-mail: rusakovdyu@technologiya.ru

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА АКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЯ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены особенности моделирования тепловых процессов в сотовых конструкциях из полимерных композиционных материалов (ПКМ). Описана процедура создания цифрового двойника изделия с учетом его конструктивных особенностей и внутренних дефектов, возникающих при производстве. Продемонстрирована возможность подбора оптимальных параметров нагрева поверхности конструкции с целью выявления внутренних дефектов активным тепловым методом неразрушающего контроля, который является наиболее перспективным из всех методов оптического вида. Проведено разделение теплового процесса на стадии. На реальном изделии авиационной промышленности доказана достоверность результатов моделирования. Даны практические рекомендации по проведению производственного активного неразрушающего контроля изделий из полимерных композиционных материалов, широко применяемых при производстве ракетно-космической и авиационной промышленности. Сделаны выводы о возможностях применения активного теплового контроля для обнаружения внутренних дефектов в изделиях из ПКМ.

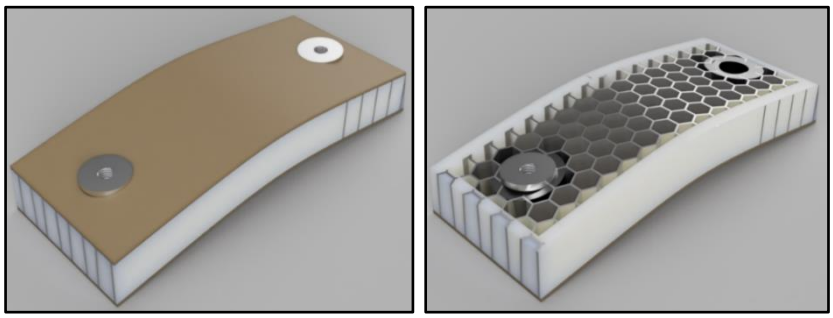
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕСООВ, НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, ПОЛИМЕРНЫЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ

ВВЕДЕНИЕ

Разработка современных средств неразрушающего контроля сотовых конструкций из полимерных композиционных материалов (ПКМ) позволяющих оперативно и достоверно выявлять внутренние дефекты является сложной и актуальной научной задачей. Наиболее перспективными с точки зрения производительности являются оптические методы, одним из наиболее перспективных является тепловой метод. Математическое моделирование процесса неразрушающего контроля таких изделий позволяет существенно снизить затраты на разработку методов и средств неразрушающего контроля. Однако, имеется целый ряд факторов, таких как: ярко выраженная анизотропия свойств материала, неравномерная шероховатость поверхности, значительный разброс коэффициента отражения поверхности и др., значительно затрудняющих создание адекватного реальному изделию цифрового двойника.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРПОЛЯ ИЗДЕЛИЙ ИЗ ПКМ АКТИВНЫМ ТЕПЛОВЫМ МЕТОДОМ

Для осуществления реалистичного моделирования теплофизических процессов внутри изделия из ПКМ в процессе его контроля тепловым методом была создана твердотельная модель трехслойной конструкции с сотовым заполнителем, имеющей двойную кривизну и усиление торцевой зоны при помощи полимерной пасты, а также резьбовые втулки для установки детали на летательный аппарат (рис. 1).

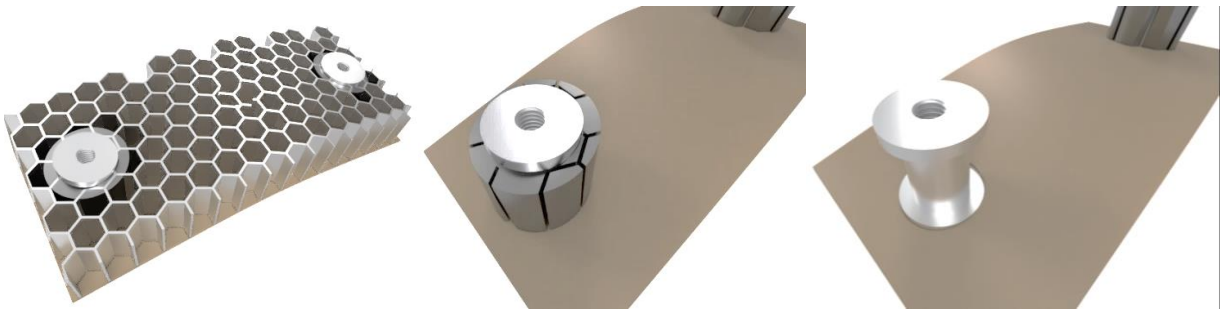


а) б)

Рис. 1. Твердотельная модель детали летательного аппарата из ПКМ с внешней обшивкой (а) и без нее (б)

Материал обшивок, заданный на модели – стеклопластик на основе препрега ВПС-48. Учтены углы укладки слоев, анизотропия материала, а также коэффициент отражения инфракрасного излучения. По торцам задано заполнение сотового заполнителя пастой Epocast 89537. Сотовый заполнитель алюминиевый с длиной стенки 6мм. Материал втулок – сталь 40. Втулки окружены вспенивающимся компаундом, имеющим частичный контакт с обшивками. Высота сотового заполнителя – 20 мм, толщина обшивок – 1,2 мм. Соединение обшивок с сотовым заполнителем осуществляется за счет клеевой пленки ВК-36. По центру модели выполнен имитатор непроклея. На рис. 2б показан вид заполняющего компаунда вокруг стальной втулки без сотового заполнителя. Пустоты в компаунде образованы стенками сотового заполнителя. Данное действие дополнительно приближает полученную математическую модель к реальному изделию, в большинстве научных публикаций данной особенностью компаундов часто пренебрегают. На рис. 2в показан вид самой стальной втулки. Физические свойства заполняющей пасты заданы в соответствии со значениями, указанными в технических условиях на её изготовление.

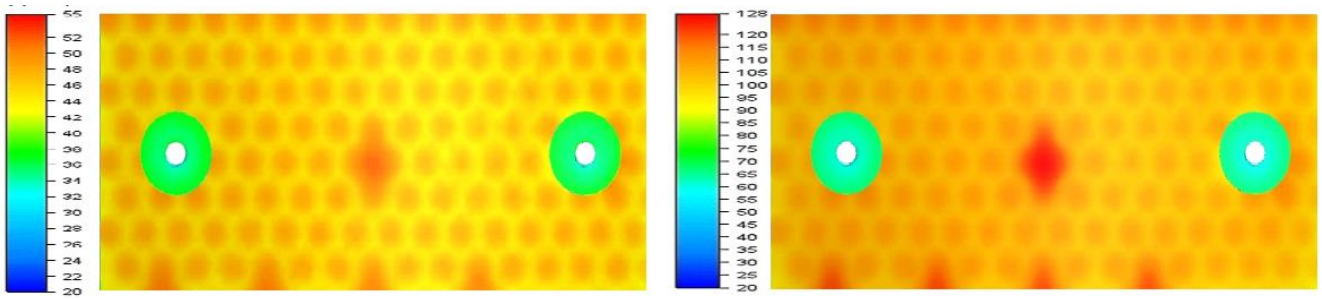
Далее осуществлялось математическое моделирование процесса АТК изделия, то есть моделировался равномерный нагрев поверхности детали (её внешней обшивки) при помощи инфракрасного источника тепловой энергии с одновременной регистрацией пространственного распределения температур поверхности внешней обшивки.



а) б) в)

Рис. 2. Твердотельная модель детали (без крышки и компаунда) с имитатором дефекта (а) и стальной втулки, залитой компаундом (б) и без компаунда (в)

Для моделирования процесса были заданы следующие граничные условия: внутри образец заполнен воздухом, снаружи также имеет контакт с воздушной средой. Граничное условие, связанное с приложением теплового потока, задано для поверхности верхней обшивки образца. Время нагревания - 2 с. Задержка между включением тепловизора и началом нагрева учтена при помощи временного сдвига функции теплового потока. Мощность теплового потока составляет 25 Вт/см^2. Временной шаг 0,01 с, что соответствует 2000 итераций за 2 с эксперимента. В результате моделирования процесса НК тепловым методом было получено распределение температур поверхности образца (рис. 3). Выявление искусственного имитатора дефекта по результатам моделирования возможно уже на 0,5 с эксперимента (рис. 3а). Двойная кривизна, заданная на твердотельной модели, существенного негативного эффекта на выявляемость не оказала, однако незначительное падение температуры на краях детали по сравнению с её центральной частью было зафиксировано.



а) б)

Рис. 3. Распределение температур на поверхности образца через 0,5 с (а) и 2 с (б) нагревания

После виртуального теплового нагружения твердотельной модели было также получено распределение температуры торцевой стороны детали (рис. 4). В момент времени 0,5 с после начала нагрева становится очевидна неравномерность теплопередачи между обшивкой детали и заполняющей пастой. Это объясняется неоднородностью стеклопластиковой обшивки, а также влиянием процесса теплопередачи между обшивкой и сотовым заполнителем между заполняющей пастой и воздушным пространством внутри сотового заполнителя. Также отчетливо проявляется эффект «тепловых мостиков», созданных за счет более интенсивного теплопереноса внутри граней сотового заполнителя.

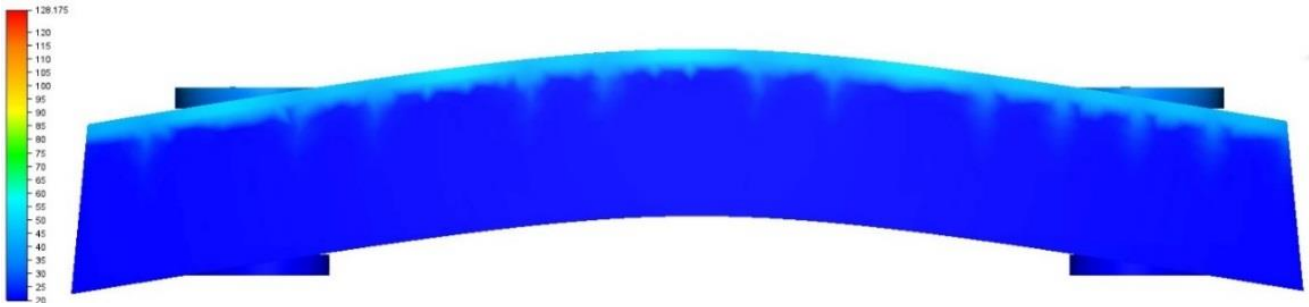
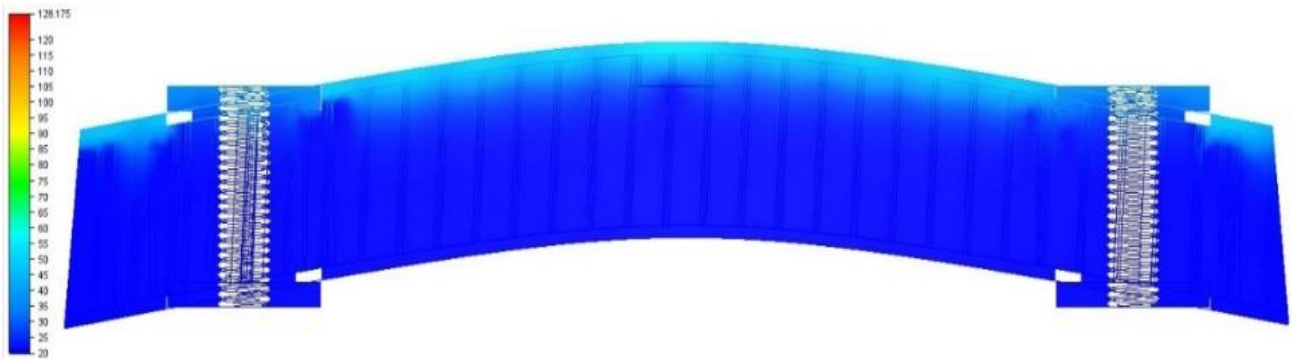
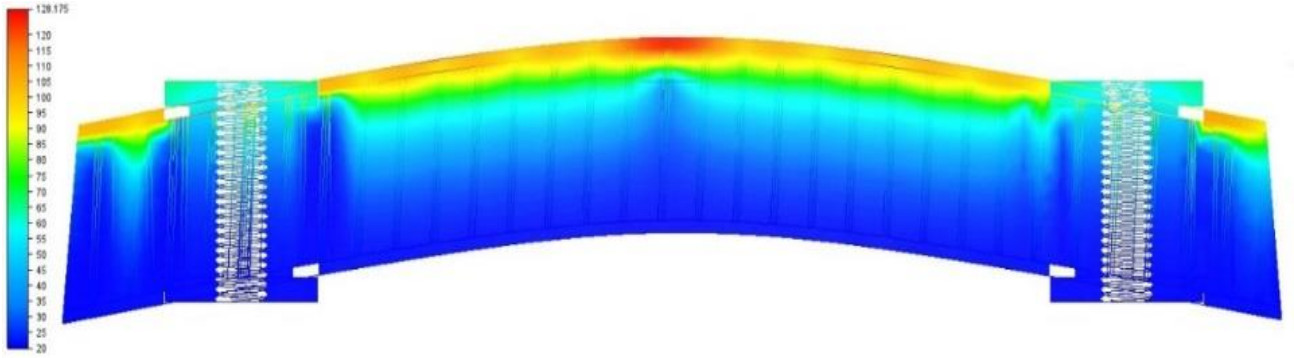


Рис. 4. Распределение температуры на торце детали после 0,5 с нагрева

На рис. 5а показано распределение температуры на разрезе детали вдоль линии симметрии после 0,5 с нагрева. В пространстве под дефектом наблюдается выраженное Гауссово распределение значений температуры, что вызвано теплопередачей между воздушным пространством под дефектом и гранями ячеек сотового заполнителя, образующими контур дефекта. Данный эффект объясняет более значительное повышение температуры поверхности детали в центре дефекта, по сравнению с его краевой зоной.



а)



б)

Рис. 5. Распределение температуры на разрезе детали вдоль линии симметрии после 0,5 с (а) и 2 с (б) нагрева

На рис. 5б показано распределение температуры на разрезе детали вдоль линии симметрии после 2 с нагрева. Гауссово распределение значений температуры под дефектом приобретает более выраженный характер. Температура поверхности обшивки в зоне дефекта имеет превышение более 20 ˚С, что гарантирует выявление дефекта при НК. Заполняющий компаунд вокруг втулок, в силу его высокой теплопроводности, имеет температуру на 30 ˚С меньшую по сравнению с температурой воздуха внутри ячеек сотового заполнителя, также практически отсутствует температурный градиент в зоне компаунда по глубине. Наличие теплопередачи между обшивкой и пастой может служить диагностическим признаком достаточного наполнения, а неоднородность температурного поля на торце – наличия воздушных полостей в пасте, что потенциально может расширить возможности АТК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам работы доказано, что применение АТК для сотовых конструкций позволяет уверенно выявлять внутренние дефекты. При этом на контроль небольших изделий уходит малое (не более 10 с) время. Показано, что применение математического моделирования процесса АТК позволяет сократить затраты на изготовление тепловых дефектоскопов за счет упрощения определения оптимальных параметров контроля и, как следствие, сокращение необходимого времени и затрат на подбор необходимых компонентов установки.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ПКМ - полимерный композиционный материал;
АТК - активный тепловой контроль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вавилов В.П.** Тепловой контроль: Справочник “Неразрушающий контроль”. М.: Машиностроение, 2004. Т. 7.
2. **Тепловой** неразрушающий контроль изделий / О.Н. Будадин, А.И. Потапов, В.И. Колганов, Т.Е. Троицкий-Марков. М.: Наука, 2002.
3. **Композиционные** материалы: справочник / В.В. Васильев, В.Д. Протасов, В.В. Болотин и др.; Под общ. ред. В.В. Васильева, Ю.М. Таранопольского // М.: Машиностроение, 1990.
4. **Русаков Д.Ю., Скоморохов А.О.** Анализ результатов теплового неразрушающего контроля изделий из полимерных композиционных материалов // Сборник тезисов XXI международной научно-технической конференции «Конструкции и технологии получения изделий из неметаллических материалов», 2016.
5. **Русаков Д.Ю., Мачихин А.С.** Активный тепловой контроль сотовых конструкций из полимерных композиционных материалов // Физические основы приборостроения, 2022.

Machikhin A.S.[1], Rusakov D.Y.[2]

[1] Scientific and technological center of unique instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russian Federation, 117342, Moscow, Butlerova street, 15, E-mail: machikhin@ntcup.ru
[2] ORPE Tekhnologiya named after A.G. Romashin. Russian Federation, 249031, Kaluga region, Obninsk, Kiev highway, 15, E-mail: rusakovdyu@technologiya.ru

MATHEMATICAL MODELING OF THE PROCESS OF ACTIVE THERMALIMAGING CONTROL OF HONEYCOMB STRUCTURES

ABSTRACT

The paper considers the features of modeling thermal processes in honeycomb structures made of polymer composite materials (PCM). The procedure for creating a digital twin of detail is described, taking into account its design features and internal defects that occur during production. The possibility of selecting the optimal parameters of the surface density in order to detect internal defects by the active thermal method of non-destructive testing, which is the most promising of all methods of optical appearance, is demonstrated. The division of the thermal process into stages was carried out. On the facts of production in the aviation industry, the implementation of simulation results is found. Practical recommendations are given on the widespread use of non-destructive testing of the production of products from polymer composite materials, which are widely used in the production of the rocket, space and aviation industries. Conclusions are drawn about possible cases of infection by thermal control to identify infected in PCM products.

MODELING OF THERMAL PROCESSES, NON-DESTRUCTIVE TESTING, POLYMER COMPOSITE MATERIALS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 551.468

Зотова А.Н., Кандауров А.А., Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А.

ИПФ РАН, Россия
603950, Нижний Новгород, Ульянова ул. 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВСПЛЫВАЮЩИХ ПУЗЫРЬКОВ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ И ВЕРИФИКАЦИЯ НА ОСНОВЕ СОПОСТАВЛЕНИЯ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

АННОТАЦИЯ

Пузырьки, образующиеся при интенсивном обрушении волн на морской поверхности под действием сильных ветров, играют важную роль в процессах обмена импульсом, теплом и газообмене между атмосферой и гидросферой. В работе представлены результаты прямого численного моделирования всплытия пузырька. Моделирование проводилось с использованием метода Volume of Fluid (VoF), реализованного в программном комплексе Basilisks. Продемонстрировано, что динамика и форма поверхности, которую принимает пузырек в ходе всплытия в значительной степени определяется начальной формой. Результаты численного моделирования были сопоставлены с данными специальных верификационных лабораторных экспериментов.

ПОДВОДНЫЕ ПУЗЫРИ, ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ, ТЕНЕВОЙ МЕТОД ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ ВИДЕОСЪЕМКА

ВВЕДЕНИЕ

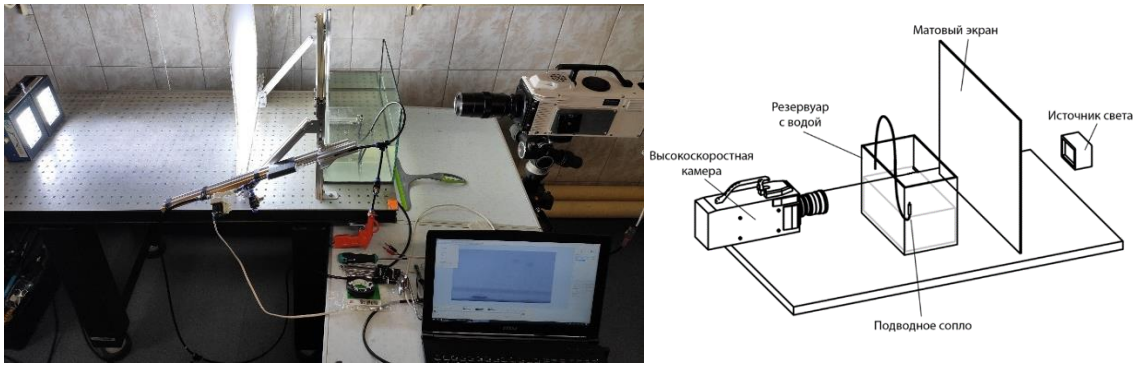
Пузырьки воздуха, которыми зачастую насыщен приповерхностный слой водной толщи, играют важную роль при взаимодействии атмосферы и океана. Они образуются при интенсивном обрушении волн (при сильных ветрах), за счет вовлечения воздуха под воду. Благодаря межфазному взаимодействию пузырьки усиливают газообмен между атмосферой и океаном, вносят существенный вклад в потоки аэрозольных частиц, создают окружающий шум и способствуют вовлечению в толщу и растворению биологических поверхностно-активных веществ. В настоящее время развиваются методы численного моделирования гидродинамики многофазных процессов. Так, численные исследования всплывающего в жидкости пузырька в трехмерной постановке проводились, например, в работах [1-7], в части исследований также моделировалась динамика ансамбля пузырьков в жидкости [1, 2, 8, 9]. Траектории всплывающих пузырьков исследовались в работах [10-12]. Результаты численного моделирования нуждаются в верификации на основе сопоставления с эмпирическими данными. Несмотря на то, что ранее также проводились экспериментальные исследования, например в [13, 14], прямого сопоставления не выполнялось. Наиболее сложным при выполнении расчетов является детальное воспроизведение эволюции формы поверхности пузырька при всплытии. Достижение этого уровня позволяет в свою очередь получить корректные оценки средних параметров, описывающих движение пузырька, которые

используются при описании их коллективной динамики и вклада в обменные процессы. Настоящая работа направлена на решение обозначенной проблемы.

ОПИСАНИЕ ВЕРИФИКАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для получения данных с целью верификации численного моделирования были проведены специальные эксперименты. Был разработан стенд (см. рис. 1). Его основой является аквариум размерами 40×25×30 см, в котором устанавливается специальная пневматическая система для генерирования искусственных пузырьков. Она позволяет дозировано (0,025 – 5 мл) подавать воздух в вертикально расположенное сопло на глубине 5 см. При этом параметры системы подбираются так, чтобы весь объем воздуха формировал один пузырь, без мелких сателитов.

Съемка образующихся пузырьков в процессе их всплытия проводилась при теневой визуализации высокоскоростной камерой NAC Memrecam HX-3 с объективом 100 мм, установленной горизонтально. За областью съемки установлен матовый экран, на который направлены два 300 Вт светодиодных светильника. Съемка производится со скоростью 1000 при разрешении до 1088×752 px. Масштаб съёмки 73,2 мкм/px, а полный размер области съемки 80×55 мм. Для подсветки при теневом методе визуализации используется пара матричных LED светильников, установленных сбоку за матовым белым экраном. Съемка выполняется высокоскоростной видеокамерой NAC HX-3.



(а) (б)

Рис. 1. (а) Общий вид экспериментальной установки (б) схема эксперимента

На рис. 2а можно увидеть последовательность кадров съемки всплывающего пузырька в воде без сдвигового течения для различных моментов времени, моменты времени выбраны из соображений наглядности демонстрации изменения формы пузырька.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТОВ.

Для прямого численного моделирования всплытия воздушного пузырька в воде был использован программный пакет Basilisk [15]. В Basilisk реализован численный алгоритм, решающий уравнения Навье-Стокса для несжимаемых сред с переменной плотностью и поверхностным натяжением [16]. В расчетах используется метод адаптивной сетки – размер ячейки дискретизации может варьироваться в разных областях домена с использованием метода вейвлет-адаптации. Минимальный размер ячейки задается максимальным уровнем дискретизации – MAXLEVEL. Линейный размер ячейки, соответствующий максимальному уровню дискретизации, может быть получен делением размера домена L_0 на 2 в степени, равной значению MAXLEVEL. Алгоритм дробления сетки вызывается на каждом временном шаге, и сетка дробится, когда оцененная по вейвлету ошибка превышает u_{err}, f_{err} или ω_{err} (в некоторых расчетах) для полей скорости, объемной доли первой жидкости или завихренности поля скорости, соответственно.

Была рассмотрена задача в конфигурации аналогичной верификационному эксперименту: в верхней части области моделирования (использовались ее линейные размеры L_0 = 60 мм) воздух, нижняя ее часть заполнена водой, толщина слоя воды – 50 мм. Параметры сред (вязкость, плотность и т.д.) соответствуют воде и воздуху.

Для корректного сравнения с выполненным выше экспериментом было проведено моделирование всплывающего пузырька, начальная форма которого совпадала с начальной формой пузырька в эксперименте в момент отрыва его от сопла. Радиус сферической части пузырька был равен r = 2,8 мм, нижняя часть пузырька была вытянута в конус (см. рис. 2 б). Значение максимального уровня дискретизации сетки и параметров дробления сетки были равны: MAXLEVEL = 10. В начальный момент времени для интерфейса пузырька задавался максимальный уровень дискретизации, в то время как остальная часть домена оставалась на начальном уровне дискретизации.

При сопоставлении результатов расчета и эксперимента получены некоторые различия в характерных временах деформации пузырька между экспериментом и численным моделированием, это может объясняться как неточностями в задании начальной формы пузырька, так и недостаточным разрешением сетки. Но изменения формы пузырька в процессе всплывания, полученные в результате численного моделирования, в основных деталях повторяют изменения формы пузырька, полученные в эксперименте (см. рис. 2).

Так как в момент отрыва от сопла форма пузырька меняется резко, в нем возбуждаются объемные колебания. На рис. 3 представлены зависимости вертикального (сплошная кривая) и горизонтального (пунктирная кривая) размеров пузырька от времени. Можно заметить, что за время, которое требуется пузырьку, чтобы достигнуть поверхности жидкости, он успевает совершить приблизительно 2,5 колебательных движения, вертикальный и горизонтальный размеры пузырька ожидаемо колеблются в противофазе.

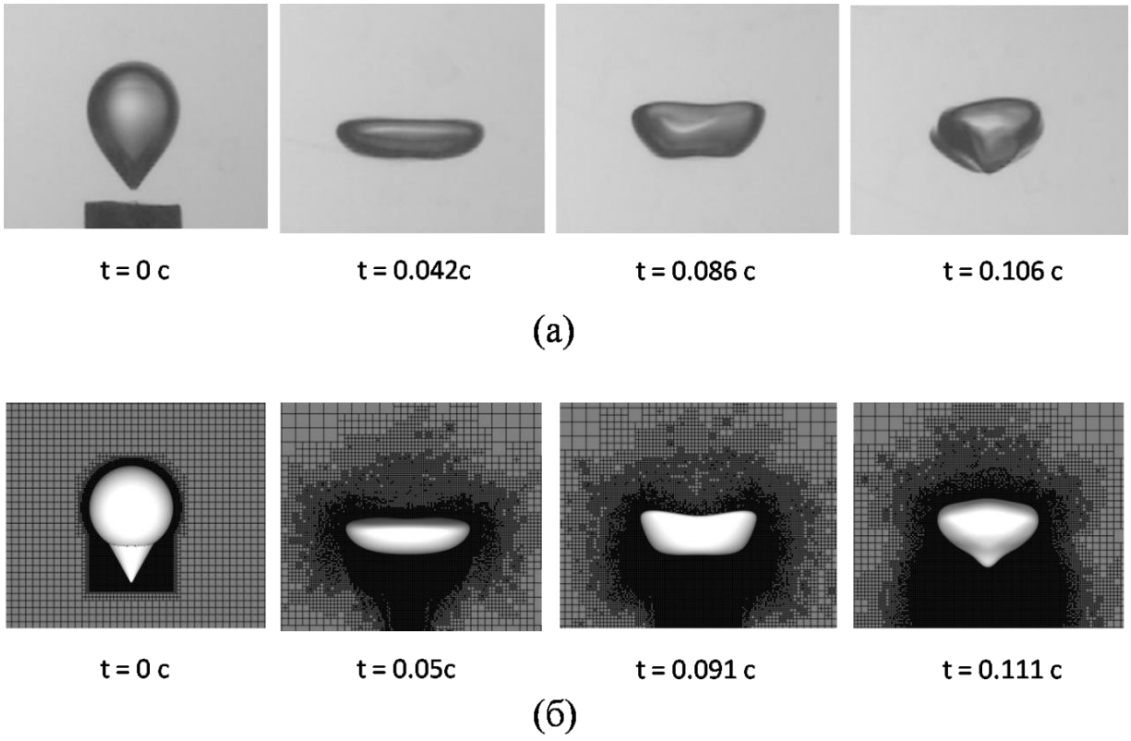


Рис. 2. (а) Кадры высокоскоростной съемки всплывающего пузырька, полученные в предварительном эксперименте, с использованием оборудования УНУ ККГС; (б) результат численного эксперимента (MAXLEVEL = 10, $u_{err} > 10^{-2}$, $f_{err} > 10^{-3}$, $\omega_{err} > 10^{-1}$): форма пузырька в различные моменты в процессе всплывания.

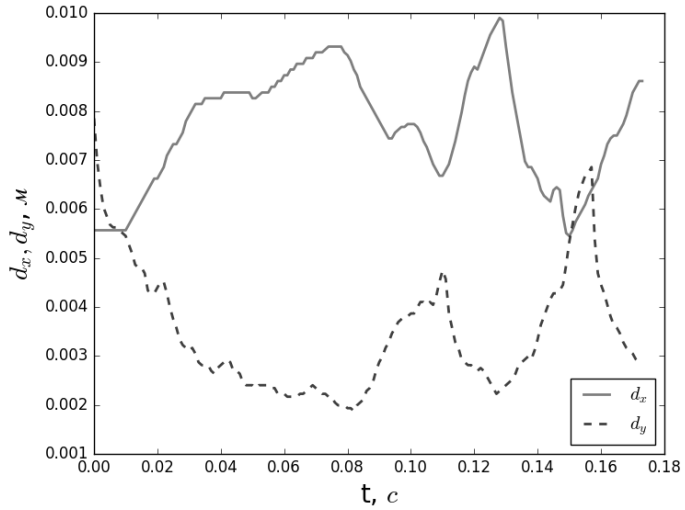


Рис. 3. Зависимость вертикального – сплошная кривая - (d_y) и горизонтального – пунктирная кривая - (d_x) размеров пузырька от времени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием программного пакета Basilisk проведено численное моделирование всплытия воздушного пузырька в жидкости. Был выполнен специальный верификационный эксперимент для получения детальных данных о форме пузырька с помощью высокоскоростной видеосъемки при теневом методе визуализации. Для сравнения с проведенным лабораторным экспериментом при моделировании учитывалась сложная начальная форма пузырька. Полученные в результате численного расчета деформации пузырька в основных деталях совпадают с деформациями пузырька в эксперименте.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана проектом РФФИ № 21-55-52005, работа А. Зотовой выполнена в рамках темы госзадания № 0030-2022-0005 ИПФ РАН, результаты получены с использованием оборудования Уникальной научной установки «Комплекс крупномасштабных геофизических стендов» ИПФ РАН (http://www.ckp-rf.ru/usu/77738/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bunner, B. & Tryggvason, G.** Direct numerical simulations of three-dimensional bubbly flows // Phys. Fluids. 1999. V. 11, P. 1967-1969.
2. **Lu, J. & Tryggvason, G.** Effect of bubble deformability in turbulent bubbly upflow in a vertical channel // Phys. Fluids. 2008. V. 20, P. 040701.
3. **Sussman, M. & Puckett, E. G.** A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows // J. Comput. Phys. 2000. V. 162, P. 301-337.
4. **Shin, S. & Juric, D.** Modeling three-dimensional multiphase flow using a level contour reconstruction method for front tracking without connectivity // J. Comput. Phys. 2002. V. 180, P. 427-470.
5. **Hua, J., Stene, J. F. & Lin, P.** Numerical simulation of 3D bubbles rising in viscous liquids using a front tracking method // J. Comput. Phys. 2008. V. 227, P. 3358-3382.
6. **Pivello, M., Villar, M., Serfaty, R. et al.** A fully adaptive front tracking method for the simulation of two phase flows // Int. J. Multiphase Flow. 2014. V. 58, P. 72-82.

7. **Tripathi, M. K., Sahu, K. C., Govindarajan, R.** Dynamics of an initially spherical bubble rising in quiescent liquid // Nature communications. 2015. V. 6. № 1. P. 1-9.
8. **Bonometti, T., Magnaudet, J. & Gardin, P.** On the dispersion of solid particles in a liquid agitated by a bubble swarm // Metall Mater Trans B. 2007. V. 38, P. 739-750.
9. **Roghair, I., Sint Annaland, M. & Kuipers, H. J.** Drag force and clustering in bubble swarms // AIChE J. 2013. V. 59, P. 1791-1800.
10. **Magnaudet, J. & Mougin, G.** Wake instability of a fixed spheroidal bubble // J. Fluid Mech. 2007. V. 572, P. 311-337.
11. **Shew, W. L. & Pinton, J.** Dynamical model of bubble path instability // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97, P. 144508.
12. **Wichterle, K., Vecer, M. & Ruzicka, M. C.** Asymmetric deformation of bubble shape: cause or effect of vortex-shedding? // Chem. Papers. 2014. V. 68, P. 74-79.
13. **Haberman, W. L. & Morton, R. K.** An experimental investigation of the drag and shape of air bubbles rising in various liquids // Tech. Rep. No. DTMB 802, Publisher: David taylor model basin Washington DC. 1953.
14. **Tagawa, Y., Takagi, S. & Matsumoto, Y.** Surfactant effect on path instability of a rising bubble // J. Fluid Mech. 2014. V. 738, P. 124-142.
15. **Popinet, S.** The Basilisk code: http://basilisk.fr.
16. **Popinet, S.,** 2009. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows // Journal of Computational Physics. V. 228(16), P. 5838-5866.

Zotova A.N., Kandaurov A.A., Troitskaya Yu.I., Sergeev D.A.

IAP RAS, Russia,
603950, Nizhny Novgorod, Uliyanova st, 46, E-mail: daniil@hydro.appl.sci-nnov.ru

NUMERICAL SIMULATION OF THE DYNAMICS OF THE ASCENTING IN THE NEAR-SURFACE LAYER AND VERIFICATION BASED ON COMPARISON WITH THE RESULTS OF OPTICAL MEASUREMENTS

ABSRACT

Bubbles formed during intense wave breaking on the sea surface under the action of strong winds play an important role in the exchange of momentum, heat, and gas exchange between the atmosphere and the hydrosphere. The paper presents the results of direct numerical simulation of the ascent of a bubble. The simulation was carried out using the Volume of Fluid (VoF) method implemented in the Basilisks software package. It is shown that the dynamics and shape of the surface that the bubble takes during the ascent are largely determined by the initial shape. The results of numerical simulation were compared with the data of special verification laboratory experiments.

BUBBLES, COMPUTE FLUID DYNAMICS, LABORATORY MODELING, SHADOW METHOD, HIGH SPEED FILMING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.891.3; 616-71

Томникова К.Е., Матвеева И.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Россия, 443086, Самара, Московское шоссе 34, E-mail: ksetomnikova@yandex.ru

КЛАССИФИКАЦИЯ IN VIVO РАМАНОВСКИХ СПЕКТРОВ КОЖИ МЕТОДАМИ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Данная работа посвящена задаче классификации рамановских спектров здоровой кожи и кожи с различными заболеваниями, зарегистрированных in vivo. В качестве методов классификации использованы логистическая регрессия, случайный лес, метод k-средних и градиентный бустинг. Изучались следующие случаи классификации: здоровая кожа против кожи с заболеваниями, доброкачественные новообразования против злокачественных новообразований, злокачественная меланома против пигментного невуса. В результате исследования построены модели классификации для каждого случая и проведено сравнение эффективности использованных методов машинного обучения.

ДОБРОКАЧЕСТВЕННЫЕ НОВООБРАЗОВАНИЯ, ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫЕ НОВООБРАЗОВАНИЯ, РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ, КЛАССИФИКАЦИЯ, ЗЛОКАЧЕСТВЕННАЯ МЕЛАНОМА, ПИГМЕНТНЫЙ НЕВУС

ВВЕДЕНИЕ

Кожные заболевания остаются одними из самых распространенных заболеваний в мире. Они насчитывают огромное количество нозологий, среди которых есть как неопасные для жизни пациента (гиперпигментация, дерматит и др.), так и злокачественные заболевания (меланома, плоскоклеточный рак и др.). Снизить смертность от злокачественных заболеваний можно путем диагностики на самых ранних стадиях.

На сегодняшний день в клинической практике очень распространены такие методы диагностики, как анализы крови, гистологические и цитологические исследования, анализы мочи, иммунограммы и другие лабораторные исследования. Эти методы диагностики хоть и максимально достоверны, но дороги, весьма трудоёмки и длительны по времени, что затрудняет своевременное выявление патологий и заболеваний. Именно поэтому всё ещё стоит вопрос об ускоренной диагностике [1].

Всё большую популярность набирают оптические методы диагностики. Такие хорошо известные в физике явления, как поглощение, дифракция, флуоресценция, рассеяние, наблюдаются в биологических средах и являются источником информации о различных патологических процессах [2]. Возможность получить в течении нескольких минут информацию о входящих в состав изучаемой пробы компонентах позволяет использовать оптические методы во многих отраслях медицины. Например, метод спектроскопии рамановского рассеяния позволяет быстро и с высокой степенью достоверности выявлять в

коже и других тканях искомый биохимический компонент, наличие и количество которого напрямую связано с теми или иными патологическими состояниями организма человека [3].

Анализ зарегистрированных рамановских спектров является очень сложным процессом. Причина этого заключается в том, что спектры комбинационного рассеяния света содержат большое количество информации и побочных спектров, например, спектры флуоресценции. Поэтому актуальной задачей становится поиск новых методов анализа спектральных данных для эффективной диагностики и лечения кожных заболеваний [4].

Для прогнозирования рака используется в основном контролируемый подход к обучению, который использует алгоритмы классификации на основе условных решений или вероятностей. Наиболее распространенные алгоритмы или методологии включают деревья решений, сверточные нейронные сети (CNN) [5]. В данном исследовании мы применяем традиционные методы машинного обучения, такие как, логистическая регрессия, случайный лес, метод *k*-средних и градиентный бустинг (LightGBM).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

In vivo спектры рамановского рассеяния света

Спектры рамановского рассеяния света регистрировались с использованием портативной спектроскопической установки, которая включает в себя термостабилизированный лазерный диодный модуль LML-785.0RB-04 в качестве источника возбуждения (центральная длина волны 785±0,1 нм) и спектрометр QE 65 Pro (OceanOptics, Inc., Данидин, Флорида, США) с ПЗС-детектором, работающим при -15°C [4]. Регистрация спектров проводилась со спектральным разрешением 0,2 нм в диапазоне от 860 до 922 нм.

Все измерения спектров *in vivo* проводились следующим образом, на пробник надевалась прозрачная цилиндрическая насадка, пробник помещался перпендикулярно поверхности кожи так, чтобы насадка касалась кожи, таким образом обеспечивалось единообразие положения пробника для разных измерений. Оператор держал пробник неподвижно в течение 60 сек. Пятно лазера на коже составляет около 1 мм в диаметре. В этом случае SNR зарегистрированных спектров комбинационного рассеяния света равен 3 в соответствии с методологией оценки SNR, описанной в [6].

Плотность мощности лазера на коже составляла около 0,3 Вт/см^2, что не превышает максимально допустимый предел воздействия ANSI в 1,63 Вт/см^2 и не причиняет никакого вреда коже или дискомфорта пациентам.

Спектры были подвергнуты предварительной обработке следующим образом: спектры были обрезаны в диапазоне от 860 до 920 нм, что соответствует 1114-1874 см$^{-1}$. Затем спектры были предварительно обработаны с удалением базовой линии с помощью метода асимметричных наименьших квадратов ($\lambda = 6$, $p = 0{,}1$, число итераций = 10) [7] и сглаживанием методом Савицкого-Голея (порядок производной = 0, ширина окна = 15, порядок полинома = 1) с использованием пакета baseline программного обеспечения RStudio [8].

Исследование *in vivo* проводилось в Самарском областном клиническом онкологическом диспансере. Место исследования определялось врачом-специалистом на основе визуального осмотра. В исследовании приняли участие более 500 пациентов. Для каждого пациента регистрировали спектр с участка здоровой кожи и с участка с заболеванием. В общей сложности в работе использовано 1225 спектров: 609 спектров здоровой кожи и 616 спектров с различными заболеваниями кожи (доброкачественными и злокачественными новообразованиями). В дополнение к спектрам рамановского рассеяния света мы получили информацию о фактических диагнозах для каждого пациента. Эти диагнозы были поставлены врачами самарского онкологического центра на основе гистологического анализа.

Все исследования *in vivo* проводились на пациентах старше 18 лет. Информированное согласие было получено от всех пациентов перед исследованием. Исследования были

одобрены Комитетом по этике Самарского государственного медицинского университета (Самара, Россия). Информация о наборе данных представлена в табл. 1.

Табл. 1. Информация о наборе данных

Заболевание	**Количество рамановских спектров**
Здоровая кожа	609
Дерматофиброма	26
Гемангиома	40
Себорейный кератоз	113
Кожный рог	1
Базальноклеточная карцинома	122
Плоскоклеточная карцинома	12
Злокачественная меланома	70
Пигментный невус	170
Папиллома	62

Метод разрешения многомерных кривых (MCR)

В этой работе для сокращения размерности данных, содержащихся в рамановских спектрах, используется метод разрешения многомерных кривых с использованием метода частичных наименьших квадратов (MCR).

Суть метода разрешения многомерных кривых заключается в решении уравнения вида:

$$D = CS^T, \quad (1)$$

где D – матрица рамановских спектров, C – матрица концентраций компонентов кожи, а S – матрица спектров чистых компонентов кожи.

Задача метода MCR состоит в том, чтобы получить C и S, зная D. Это не тривиальная задача, поскольку приведенное выше выражение не имеет уникального решения. Основным преимуществом анализа MCR является возможность физической интерпретации компонентов, на которые разделены исходные спектры рамановского рассеяния света. В результате анализа мы получаем спектры веществ, составляющих образец, и их вклад в спектр рамановского рассеяния света. Этот вклад, по сути, напрямую связан с реальными концентрациями веществ в образце кожи [4,9].

Для реализации MCR анализа использовалась программа, разработанная Dr. András Gorzsás [10]. В результате MCR-анализа рамановских спектров были выделены тридцать компонентов кожи и их относительные концентрации в исследуемых образцах.

Некоторые исследователи делят подобные спектры на 8-10 компонент с целью выявления конкретных веществ [9], в нашей же работе такой цели нет. В случае деления спектра на такое маленькое количество компонент теряется большое количество ценной для классификации информации. Информация о концентрациях в дальнейшем применялась в качестве параметров классификации.

Методы машинного обучения

В данной работе в качестве методов классификации применялись традиционные алгоритмы машинного обучения без применения нейронных сетей: логистическая регрессия, случайный лес, метод *k*-средних и градиентный бустинг. Для разделения всех выборок на тренировочные (75% данных) и тестовые (25% данных) использовалась команда train_test_split из библиотеки sklearn.model_selection.

Модель логистической регрессии была построена с помощью команды LogisticRegression() из библиотеки sklearn. Главными требованиями для реализации регрессии

является моделирование только по значимым параметрам и достаточно большой объем выборки. Поскольку наши данные для моделирования представляют собой тридцать компонентов, мы принимаем их все значимыми и используем для реализации логистической регрессии во всех случаях классификации.

Классификация методом случайного леса проводилась также с помощью библиотеки sklearn. В качестве гиперпараметров случайного леса мы брали n_estimators – число «деревьев», max_features – число признаков для выбора расщепления, max_depth – максимальная глубина «деревьев», min_samples_split – минимальное число объектов, необходимое для расщепления узла, min_samples_leaf – минимальное число объектов в «листьях», bootstrap – использование для построения «деревьев» подвыборки с возвращением. В начале мы строили модель классификации с гиперпараметрами по умолчанию, затем подбирали оптимальную комбинацию гиперпараметров с помощью команды RandomizedSearchCV из библиотеки sklearn.model_selection и строили модель уже с этими параметрами. Благодаря такому алгоритму, мы контролируем моделирование классификации и улучшаем точность нашей модели.

Для классификации методом *k*-средних необходимо подобрать оптимальное число «соседей». Для решения этой задачи исследована модель по умолчанию, после чего был построен график ошибок, отображающий зависимость уровня ошибки от количества «соседей». После проделанного исследования модель была протестирована с числом «соседей», соответствующим наименьшему уровню ошибки. Для случая классификации здоровой кожи против больной количество «соседей» было выбрано равным 3, для доброкачественных против злокачественных новообразований равным 43 и для меланомы против пигментных пятен равным 4.

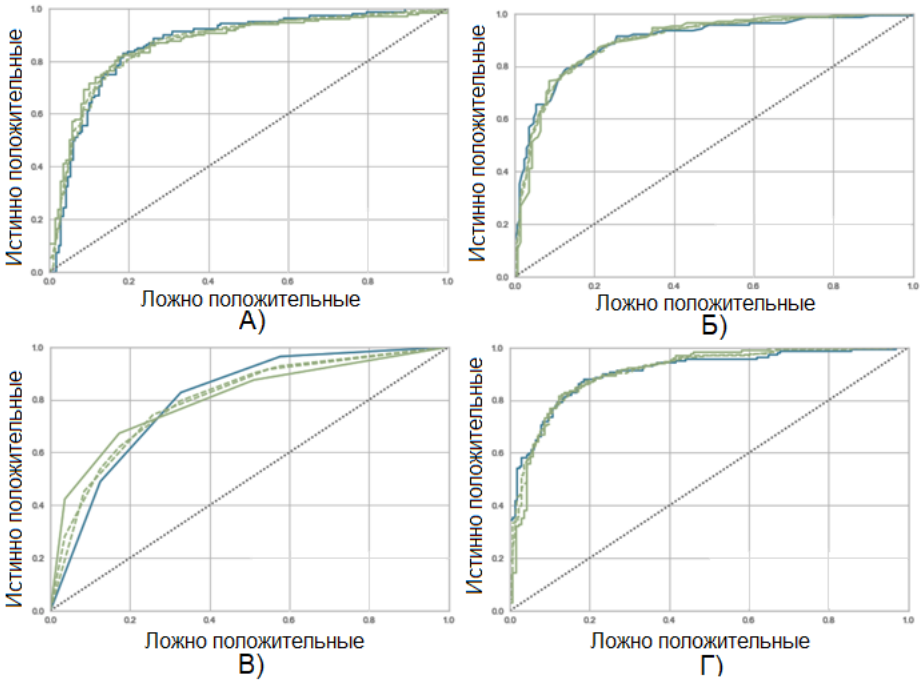


Рис. 1. ROC-кривые для случая классификации здоровой кожи против кожи с заболеваниями методами машинного обучения: А – логистическая регрессия; Б – случайный лес; В – метод *k*-средних; Г – градиентный бустинг

Для реализации метода градиентного бустинга (LightGBM) был использован такой же алгоритм, как и в случае случайного леса. Тестировалась модель с гиперпараметрами по умолчанию с помощью команды LGBMClassifier(). Затем выбиралась оптимальная комбинация следующих гиперпараметров: n_estimators – количество «деревьев», max_depth – максимальная глубина «деревьев», num_leaves – количество «листьев» в «дереве», learning_rate – скорость обучения модели, boosting_type – тип бустнга. После определения

оптимальных гиперпараметров было повторно проведено моделирование классификации для получения наилучших результатов.

Для разделения всей выборки на тренировочную (75% данных) и тестовую (25% данных) использовалась команда train_test_split из библиотеки sklearn.model_selection.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В результате построены модели классификации для трех случаев: а) здоровая кожа (609 образцов) против кожи с заболеванием (616 образцов); б) злокачественные новообразования (266 образцов) против доброкачественных новообразований (350 образцов); в) злокачественная меланома (70 образцов) против пигментных новообразований (170 образцов).

Для оценки качества построенных моделей были построены ROC-кривые. Они представлены на рис.1, рис. 2 и рис. 3.

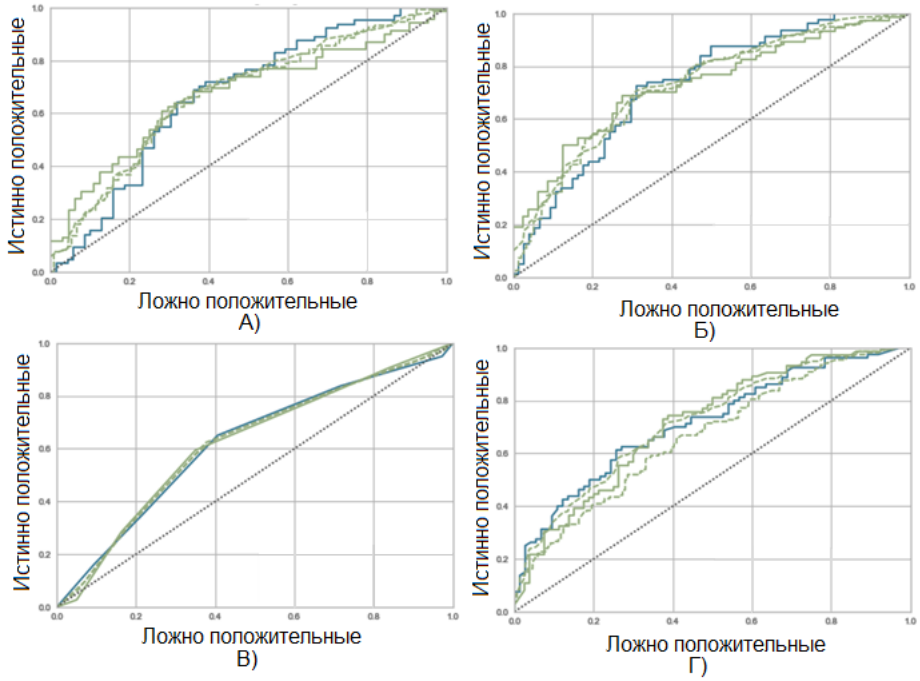


Рис. 2. ROC-кривые для случая классификации доброкачественных овообразований против злокачественных новообразований методами машинного обучения: А – логистическая регрессия; Б – случайный лес; В – метод *k*-средних; Г – градиентный бустинг

Для получения ROC-кривых мы использовали команду ROCAUC из библиотеки yellowbrick.classifier. Эффективность методов оценивалась по параметру площади под ROC-кривой (ROC AUC). Значения ROC AUC представлены в табл. 2. Ниже представлена сводная таблица, в которой записаны точности для всех случаев классификации и методов машинного обучения.

Табл. 2. ROC AUC для различных случаев классификаций и методов машинного обучения

Случаи классификации	Здоровая кожа против кожи с заболеваниями	Доброкачественные новообразования против злокачественных новообразований	Злокачественная меланома против пигментного невуса
Логистическая регрессия	0,87	0,67	0,70
Случайный лес	0,90	0,73	0,81
Метод *k*-средних	0,82	0,73	0,78
Градиентный бустинг (LightGBM)	0,91	0,72	0,77

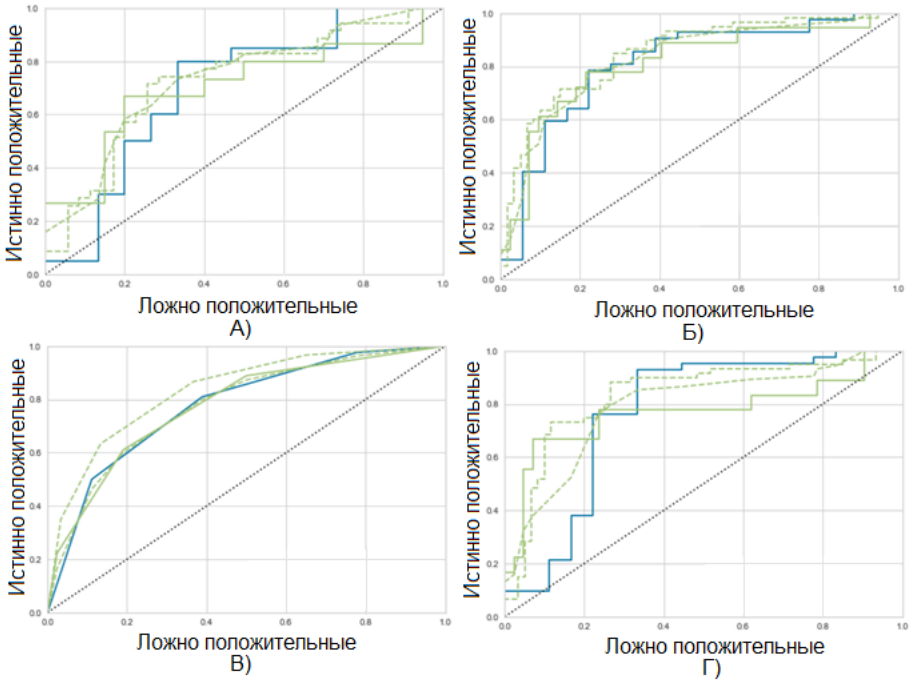


Рис. 3. ROC-кривые для случая классификации опухолей злокачественной меланомы против пигментных невусов методами машинного обучения: А – логистическая регрессия; Б – случайный лес; В – метод *k*-средних; Г – градиентный бустинг

Наилучшие результаты показывает метод LightGBM в случае классификации здоровой кожи против заболеваний (ROC AUC 0,91). В случае классификации доброкачественных новообразований против злокачественных, лучший результат (ROC AUC 0,73) показали случайный лес и метод *k*-средних, а в случае злокачественной меланомы против пигментных невусов наилучшим образом показал себя случайный лес (ROC AUC 0,82).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной задачей была разработка классификаторов рамановских спектров. Для классификации рамановских спектров кожи были выбраны 4 традиционных метода машинного обучения: логистическая регрессия, случайный лес, метод *k*-средних и LightGBM. Для сокращения размерности данных использовался метод разрешения многомерных кривых (MCR-ALS). В результате сокращения данных были выделены 30 компонент, представляющие собой различные химические вещества и их смеси. Были разработаны бинарные классификаторы для трех случаев:

а) здоровая кожа против кожи с заболеванием;

б) злокачественные новообразования против доброкачественных новообразований;

в) злокачественная меланома против пигментных новообразований.

Классификация здоровой кожи против кожи с заболеваниями оказалась самой точной (ROC AUC 0,90). Данная точность была достигнута путем реализации алгоритма LightGBM. Такая точность обусловлена сильными различиями химического состава в образцах здоровой и больной кожи.

Самой сложной задачей оказалась классификация доброкачественных новообразований и злокачественных. Наилучший результат классификации в этом случае показали случайный лес и метод *k*-средних (ROC AUC 0,73). Столь низкая эффективность моделей в этом случае обусловлена похожими свойствами новообразований, которые попали в разные классы.

Эффективность классификации злокачественной меланомы и пигментного невуса достигла ROC AUC 0,81 в результате реализации алгоритма случайного леса.

В результате исследования стало очевидно, что данные методы машинного обучения не могут полностью заменить методы диагностики, применяемые в современной клинической практике. Однако они могут послужить хорошим дополнением к выявлению кожных заболеваний, поскольку точность всех видов классификации всё же больше, чем точность в результате визуального осмотра врача. А также для некоторых заболеваний точность 70% с результатом “здесь и сейчас” позволяет сохранить здоровье и жизни пациентов по сравнению с точностью 99,99% по результатам гистологического анализа “через неделю”.

Достоинствами применяемых методов машинного обучения по отношению к нейросетям, которые чаще всего применяются для подобных исследований, являются:

1. Простота. Традиционные методы машинного обучения проще в понимании и реализации, чем нейронные сети. Они не требуют большого количества вычислительных ресурсов и могут быть легко настроены.
2. Малый объем данных. Традиционные методы машинного обучения могут быть использованы для обработки небольших объемов данных. Например, при использовании алгоритма *k*-ближайших соседей для классификации объектов.
3. Стабильность. Традиционные методы машинного обучения менее чувствительны к помехам в данных, чем нейронные сети.

Для улучшения полученных результатов необходимо провести дополнительные исследования о вкладе каждого из тридцати компонентов в обучение модели и исследовать, как будут вести себя модели при изменении количества компонентов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Jaanalves G.T.** Luminescense and absorbtion of hybrid xerogels doped with PbS Nanoparticles prepared by gas diffusion method // Materials Science Forum. 2006. P. 1221-1224.
2. **Пушкарева А.Е.** Методы математического моделирования в оптике биоткани. Учебное пособие. СПб: СпбГУ ИТМО, 2008. 103 с.
3. **Ivleva N.P., Wagner M., Horn H. et al.** In situ surface-enhanced Raman scattering analysis of biofilm // Anal. Chem. 2008. Vol. 80 (22). P. 8538-8544.
4. **Bratchenko I.A., Bratchenko L.A., Moryatov A.A., Khristoforova Y.A., Artemyev D.N., Myakinin O.O., Orlov A.E., Kozlov S.V., Zakharov V.P.** In vivo diagnosis of skin cancer with a portable Raman spectroscopic device // Experimental Dermatology. 2021. Vol. 30(5). P. 652-663. (Doi: 10.1111/exd.14301)
5. **Lunter D. et al.** Novel aspects of Raman spectroscopy in skin research // Experimental Dermatology. 2022. Т. 31. №. 9. С. 1311-1329.
6. **Khristoforova Y.A., Bratchenko I.A., Myakinin O.O., Artemyev D.N., Moryatov A.A., Orlov A.E., Kozlov S.V., Zakharov V.P.** Portable spectroscopic system for in vivo skin neoplasms diagnostics by Raman and autofluorescence analysis // J. Biophotonics. 2019. Vol. 12. P. e201800400.
7. **Zhao J. et al.** Integrated real-time Raman system for clinical in vivo skin analysis // Skin Research and Technology. 2008. Т. 14. №. 4. С. 484-492.
8. **The comprehensive** r archive network. Available online: https://cran.r-project.org (accessed on 5 June 2022).
9. **Matveeva I. et al.** Multivariate curve resolution alternating least squares analysis of in vivo skin raman spectra // Sensors. 2022. Vol. 22. №. 24. P. 9588.
10. **Dr. András Gorzsás.** User Manual MCR-ALS GUI v4c // Vibrational Spectroscopy Core Facility, Department of Chemistry, Umeå University.2016. URL: https://www.umu.se/en/research/infrastructure/visp/downloads (Дата обращения: 7.04.2023).

Tomnikova K.E., Matveeva I.A.

Samara National Research University named after Academician S.P. Korolev, Russia, 443086, Samara, 34 Moskovskoe shosse, E-mail: ksetomnikova@yandex.ru

CLASSIFICATION OF IN VIVO RAMAN SKIN SPECTRA USING MACHINE LEARNING METHODS

ABSTRACT

This paper is devoted to the problem of classification of Raman spectra of healthy skin and skin with various diseases registered in vivo. Logistic regression, random forest, k-means method and gradient boosting are used as classification methods. The following classification cases were studied: healthy skin versus skin with diseases, benign neoplasms versus malignant neoplasms, malignant melanoma versus pigmented nevus. As a result of the study, classification models were obtained for each case and the effectiveness of the machine learning methods used was compared.

BENIGN NEOPLASMS, MALIGNANT NEOPLASMS, RAMAN SPECTROSCOPY, MACHINE LEARNING, CLASSIFICATION, MALIGNANT MELANOMA, PIGMENTED NEVUS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.16

Малый В.В.[1,2], Костюхин А.С.[2], Губин М.С.[1,2], Федоров А.В.[1,2], Кинжагулов И.Ю.[1,2]

[1]Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49 лит. А, E-mail: banqvalera@mail.ru
[2]Учреждение науки «Инженерно-конструкторский центр сопровождения эксплуатации космической техники», Россия, 197343, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, дом 57, литера А, помещение 141-Н

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ДВИЖЕНИЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

АННОТАЦИЯ

В данном докладе рассматриваются вопросы разработки алгоритма движения измерительного модуля установки автоматизированного неразрушающего контроля качества паяных соединений теплообменных аппаратов. Описан объект контроля, имеющий сложную геометрическую форму и возникающие в процессе изготовления дефекты паяных соединений, такие как непропай, частичный непропай и неспай. Обоснована актуальность разработки, а также проблемы производства и испытаний теплообменных аппаратов, не позволяющих на ранних этапах изготовления сборочных единиц выявлять требуемые дефекты без разрушения целостности теплообменного аппарата. Описаны существующие подходы в части выбора методов и средств неразрушающего контроля теплообменных аппаратов сложной геометрической формы, выявлены их достоинства и недостатки. Проанализированы существующие проблемы в части автоматизации эхо-импульсного и теневого методов ультразвукового контроля, выявлены достоинства и недостатки предложенных методов. Определены основные факторы, снижающие вероятность выявления дефектов, а именно нестабильность акустического контакта между преобразователем и объектом контроля, а также отклонение акустической оси преобразователя от нормали к поверхности объекта контроля. Определены требования к алгоритму движения измерительного модуля автоматизированной установки неразрушающего контроля с обратной связью, основанной на измеренной при сканировании амплитуде сигнала от конструктивных элементов внутренней структуры теплообменного аппарата.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КОНТРОЛЬ, КОНТРОЛЬ ПАЯНЫХ СОЕДИНЕНИЙ, КОНТРОЛЬ ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ, АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, СОЗДАНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ

ВВЕДЕНИЕ

Современные реалии контроля качества сложных объектов ставят все более высокие требования к методам и средствам их реализации. Повышение требований к достоверности

результатов контроля обуславливает необходимость создания и внедрения автоматизированных комплексов неразрушающего контроля (НК), которые минимизируют влияние человеческого фактора (оператора). Одним из таких объектов является теплообменный аппарат (ТА), который представляет собой паяную оребренную конструкцию двух пластин из разных металлов с фрезерованными на одной из них канавками. Ребра одной пластины соединяются с другой посредствам припоя. Одним из этапов является нанесение припоя на ребра одной пластины и спаивание со второй пластиной. Процесс пайки ТА состоит из сложных многоэтапных операций, на каждой из которых возможно образование различного рода дефектов (неспай, непропай), влияющих на работоспособность как ТА в целом, так и его составных частей.

АКТУАЛЬНОСТЬ И ОПИСАНИЕ ЗАДАЧИ

Одним из путей решения задачи обеспечения качества паяных соединений ТА является внедрение новых технологий НК, а также совершенствование уже используемых методов, средств и методик дефектоскопии и дефектометрии [1].

В данный момент, существуют методики НК, позволяющие выявлять дефекты типа «непропай» и «частичный непропай» [2, 3]. Ручные реализации методов НК имеют достаточно существенные недостатки. Таким образом, остро стоит вопрос о создании технологии автоматизированного НК ПС ТА.

ТА представляют собой геометрически сложную конструкцию с множеством различных внутренних полостей, что, в свою очередь обуславливает сложность технологии пайки. Объект контроля (ОК) имеет сложную оребренную внутреннюю структуру. Внутренняя поверхность объекта контроля представляет собой тело вращения, имеет ребра, изготовленные методом фрезеровки с нанесением серебряного покрытия.

Основными дефектами ПС являются «непропай» и «неспай», а их наличие, в большинстве случаев, приводит к нарушениям теплообменных режимов в аппарате и как следствие к выходу изделия из строя.

Реализация схем сканирования эхо-импульсным и теневым методом ввиду сложности внутренней оребренной структуры ОК накладывает значительные ограничения на скорость и точность результатов ручного контроля.

ПРЕДЛОЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Повышение скорости и достоверности результатов контроля возможно за счет автоматизации процесса сканирования. Перед проведением контроля фактическая геометрия профиля ОК неизвестна, а источником исходных данных является ограниченный дискретный набор численных значений радиуса кривизны сопла в некоторых точках, удаленных от критического сечения. Для проведения сканирования всей поверхности ОК необходима аппроксимация.

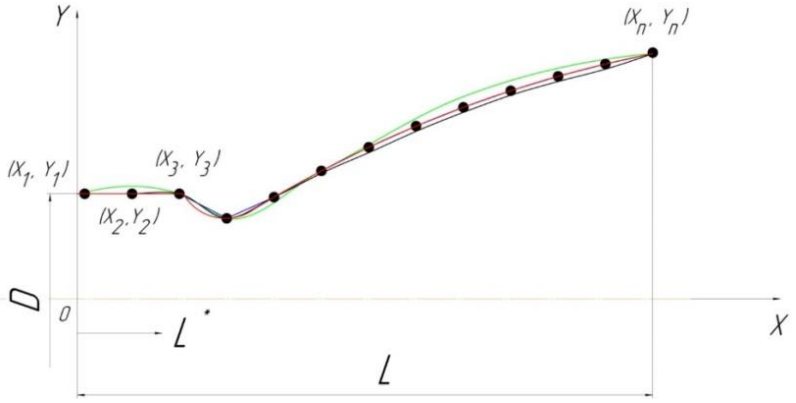


Рис. 1. Профиль ТА, полученный различными методами аппроксимации

ПЛАНИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ

Автоматизация технологически сложных процессов в машиностроении, энергетике, транспорте, медицине, строительстве, а также создание новых продуктов и сервисов невозможны без решения задач планирования движения.

Обычно под планированием движения понимается поиск бесконфликтного пути для перемещения твердого тела или кинематической конструкции в пространственно-трехмерной сцене. Искомый путь представляет собой непрерывную кривую в конфигурационном пространстве объекта, которая соединяет его начальное и конечное положения, исключает столкновения с препятствиями сцены и удовлетворяет всем установленным кинематическим и динамическим ограничениям [4, 5].

Планирование движения — важнейшая задача в области навигации мобильных роботов. Эта задача включает в основном три аспекта.

Задача планирования движения состоит из двух подзадач (планирование маршрута и планирование траектории) и имеют следующие определения:

- Планированием маршрута (пути) движения робота называется процесс поиска такой последовательности конфигураций, соединяющей начальное положение и заданное конечное, что при перемещении робота по ней, не возникает столкновений с препятствиями.
- Планированием траектории движения робота называется процесс параметризации по времени перемещения робота по спланированному маршруту, т.е. расчета функций от времени для обобщенных координат, скоростей и ускорений [6].

Проведя анализ автоматизированных установок контроля, установлено, что все установки имеют схожее устройство. Функциональная схема автоматизированной ультразвуковой установки представлена на рис. 2.

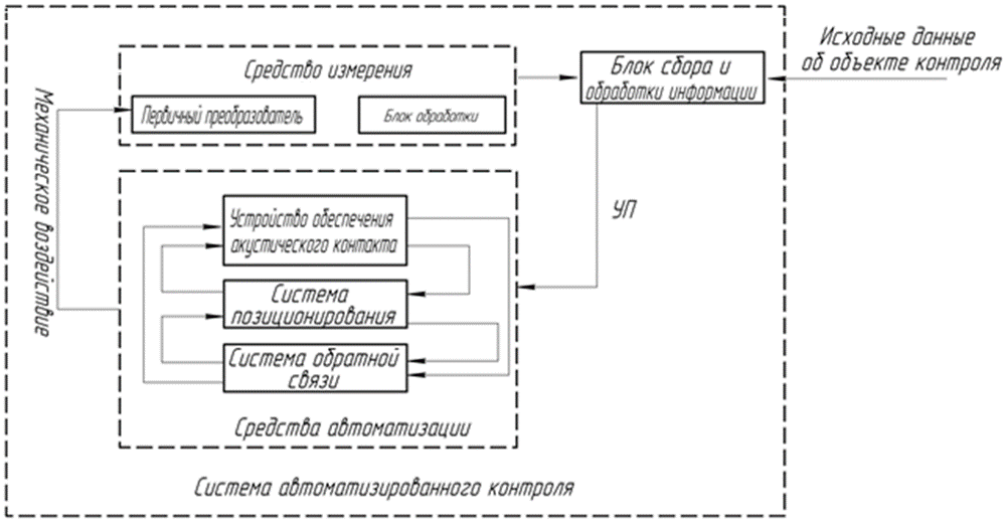


Рис. 2. Функциональная схема автоматизированной ультразвуковой установки

В рамках работы предлагается модернизировать алгоритм движения измерительного модуля автоматизированной установки неразрушающего контроля обратной связью, основанной на измеренной при сканировании амплитуде сигнала от конструктивных элементов внутренней структуры теплообменного аппарата. При нестандартном поведении акустического сигнала предлагается корректировка управляющей программы (УП) для повторного сканирования потенциально дефектной зоны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ методов и средств ультразвуковой дефектоскопии, в части их применимости для выявления дефектов типа «неспай» и «непропай» в паяных соединениях

оребренных конструкций теплообменных аппаратов. Для повышения вероятности обнаружения дефектов в паяных соединениях, принято решение использовать комбинированный эхо-импульсный и теневой методы. Для упрощения интерпретации и визуализации результатов сканирования предлагается использование технологии ФАР для реализации эхо-метода. Поскольку реализация схем контроля ТА требует значительных временных затрат при ручном сканировании, для повышения скорости и достоверности результатов предлагается автоматизировать процесс контроля. Рассмотрены основные вопросы, возникающие при создании автоматизированных установок неразрушающего контроля. В результате анализа существующих автоматизированных установок, были определены основные принципы для автоматизации технологии контроля. Предложена модернизация алгоритма движения измерительного модуля автоматизированной установки неразрушающего контроля обратной связью, основанной на измеренной при сканировании амплитуде сигнала от конструктивных элементов внутренней структуры теплообменного аппарата.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сергеев Д.С., Федоров А.В., Баринов А.В., Астрединова Н.В.** Автоматизированный лазерно-ультразвуковой метод контроля качества паяных соединений сопел камер жидкостных ракетных двигателей // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 1. С. 139–149.
2. **Кинжагулов И.Ю.** Модель термооптического возбуждения ультразвуковых волн в паяных тонкостенных изделиях // Изв. вузов. Приборостроение. 2011. Т. 54. № 7. С. 39–44.
3. **Сергеев Д.С., Астрединова Н.В.** Методика контроля качества паяных соединений камер ЖРД с применением метода лазерно-ультразвуковой диагностики // Сборник трудов II Всероссийский конгресс молодых ученых. СПб: НИУ ИТМО, 2013. С. 67.
4. **Choset H., Lynch K., Seth H., Kantor G., Burgard W., Kavraki L.E., Thrun S**. Principles of Robot Motion: Theory, Algorithms, and Implementation // MIT Press. 2005. 603 p.
5. **Казаков К.А., Семенов В.А.** Обзор современных методов планирования движения // Труды ИСП РАН. 2016. Т.28. № 4. С. 241-294.
6. **Борисов О.И., Громов В.С., Пыркин А.А.** Методы управления робототехническими приложениями: Учебное пособие / СПб.: Университет ИТМО, 2016. С. 108.

Malyy V.V.[1,2], Kostyukhin A.S.[2], Gubin M.S.[1,2], Fedorov A.V.[1,2], Kinzhagulov I.Y.[1,2]

[1]National Research University ITMO, Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49, lit. A, E-mail: banqvalera@mail.ru
[2] Institution of Science "Engineering and Design Center for Support of Space Technology Operation", Russia, 197343, St. Petersburg, Matrosa Zheleznyaka st., 57, lit. A

DEVELOPMENT OF THE ALGORITHM OF THE MOTION OF THE MEASURING MODULE OF THE AUTOMATED NON-DESTRUCTIVE TESTING SYSTEM

ABSTRACT

This article discusses the issues of developing an algorithm for the movement of the measuring module of a testing system for automated non-destructive quality testing of soldered joints of heat exchangers. The object of testing is described, which has a complex geometric shape and defects in soldered joints that occur during the manufacturing process, such as dry joint, partial dry joint and cold lap. The relevance of the development, as well as the problems of production and testing of heat exchangers, which do not allow to identify the required defects at the early stages of manufacturing assembly units without destroying the integrity of the heat exchanger, are substantiated. The existing approaches are described in terms of the choice of methods and means of non-destructive testing of heat exchangers of complex geometric shape, their advantages and disadvantages are identified. The existing problems in terms of automation of the pulse-echo and through-transmission methods of ultrasonic testing are analyzed, the advantages and disadvantages of the proposed methods are revealed. The main factors that reduce the probability of detecting defects are determined, namely, the instability of the acoustic contact between the transducer and the test object, as well as the deviation of the acoustic axis of the transducer from the normal to the surface of the test object. An algorithm for the movement of the measuring module of an automated non-destructive testing system with feedback based on the signal amplitude measured during scanning from the structural elements of the internal structure of the heat exchanger is presented.

NON-DESTRUCTIVE TESTING, ULTRASONIC TESTING, SURFACE JOINTS TESTING, HEAT EXCHANGER TESTING, AUTOMATED NON-DESTRUCTIVE TESTING, DEVELOPMENT OF AN AUTOMATED TESTING SYSTEM

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.78

Поройков А.Ю., Гоголев К.С., Юрочкин Г.А., Печинская О.В., Лапицкий К.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru,
GogolevKS@mpei.ru, YurochkinGA@mpei.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕКАЛИБРОВКИ ПАРАМЕТРОВ СТЕРЕОСИСТЕМЫ С ПОМОЩЬЮ СИНТЕЗИРОВАННЫХ СТЕРЕОПАР ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ТРАССИРОВКИ ЛУЧЕЙ

АННОТАЦИЯ

Фотограмметрия широко используется для измерения формы поверхности и диагностики деформации. Обычно используется стереосистема видеокамер для регистрации изображений измеряемого объекта с нескольких разных углов. Форма поверхности определяется путем триангуляции набора двумерных точек по этим изображениям. Триангуляция использует параметры калибровки стереосистемы, которые определяются до или после эксперимента. Измерения в условиях повышенной вибрационной нагрузки могут привести к изменению фактических внутренних и внешних параметров стереосистемы (декалибровка) и увеличению погрешности измерений. В данной работе представлена компьютерная модель стереосистемы, позволяющая изменять параметры приемной оптической системы и исследуемой поверхности, и получать результаты смоделированных с ее помощью изображений. Разработанная модель позволит уточнить влияние декалибровки на результаты измерений в реальных экспериментах.

ФОТОГРАММЕТРИЯ, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, СИНТЕЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ТРАССИРОВКА ЛУЧЕЙ, ДЕКАЛИБРОВКА

ВВЕДЕНИЕ

Проблема измерения деформаций встречается во многих отраслях науки и техники. Чаще всего она встречается в автомобильной промышленности, строительстве и авиации. В авиастроении в настоящее время появилась задача проведения исследований в летном эксперименте [1-2], т.е. проведения измерений непосредственно в полете на борту летательного аппарата. Один из современных разновидностей фотограмметрического метода является метод IPCT (Image Pattern Correlation Technique) [2], в русскоязычных публикациях – метод корреляции фоновых изображений (МКФИ) [3]. Он основан на кросскорреляционной обработке изображений, что позволяет использовать его для задач обработки в режиме реального времени.

Летные испытания, в отличие от лабораторных экспериментов, сопровождаются высоким уровнем вибраций, особенно в условиях интенсивных маневров летательных аппаратов. Это приводит к изменению внутренних и внешних параметров стереосистемы камер. В результате такой декалибровки стереосистемы камер увеличивается погрешность измерения. При проектировании измерительной системы предпринимаются все возможные

меры для минимизации влияния декалибровки на результаты измерений, но полностью исключить ее невозможно. Особенно это касается измерений на больших объектах, когда база стереосистемы может достигать более одного метра.

Смещение камер относительно друг друга и смещение объектива относительно светочувствительной матрицы можно исправить проведением процедуры рекалибровки, заключающейся в оптимизации параметров калибровочной матрицы для минимизации ошибки триангуляции. Такой подход уже используется в других задачах. В работе [4] описывается рекалибровка для системы технического зрения, состоящей их нескольких камер. Внешние параметры пересчитываются для камеры, меняющей свое положение, с использованием информации с других камер, которые не перемещались. В работе [5] приведены результаты летных измерений деформаций крыла летательного аппарата VUT100 Cobra. В ходе испытаний продемонстрировано влияние декалибровки камер стереосистемы во время полета на рост погрешности измерений. На основе экспериментальных изображений была проведена процедура рекалибровки, которая позволила в значительной мере снизить ошибку триангуляции. Основным недостатком такого подхода является отсутствие верификации результатов измерений при применении процедуры рекалибровки.

В этой работе предлагается разработать инструмент для моделирования стереоизображений деформируемой поверхности, которые можно будет использовать для верификации результатов процедуры оптимизации внутренних и внешних параметров. Данная работа является продолжением работ по моделированию эффектов декалибровки [6-7]. В предыдущих работах проводилось численное моделирование с применением модели камеры обскура (pin-hole). В данной работе будет показана возможность проведения моделирования с помощью создания синтезированных стереопар изображений путем трассировки лучей с учетом оптической системы объектива и параметров светочувствительной матрицы.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Моделирование проводилось для промышленных камер Baumer VCXG-32M (матрица КМОП-типа) с объективами SV-1614H (фокусное расстояние 16,7 мм), работающими в видимом диапазоне. Виртуальная экспериментальная установка включала в себя пару вышеописанных камер, штатив, а также столик с деформируемой поверхностью. В результате работы было проведено моделирование экспериментальных изображений в САПР *Zemax*. Параметры установки приведены в табл. 1.

Табл. 1. Исходные данные эксперимента

Параметр	**Значение**
Высота стола над землей, мм	875,00
Размер плоскости, мм	380,00×380,00
Высота стереопары над землей, мм	1560,00
Расстояние от центра стереопар до центра плоскости, мм	1200,00
Расстояние между камерами по оси *x*, мм	409,54
Расстояние между камерами по оси *y*, мм	-25,75
Расстояние между камерами по оси *z*, мм	76,23
Фокусное расстояние объектива, мм	16,70
Разрешение матрицы, пкс	2048×1536
Размер пикселя, мкм	3,45×3,45
Размер матрицы, мм	7,06×5,30
Диафрагменное число, *F*/#	1,4 – 16

Наглядная демонстрация установки и расположения стереопары камер представлена на рис. 1.

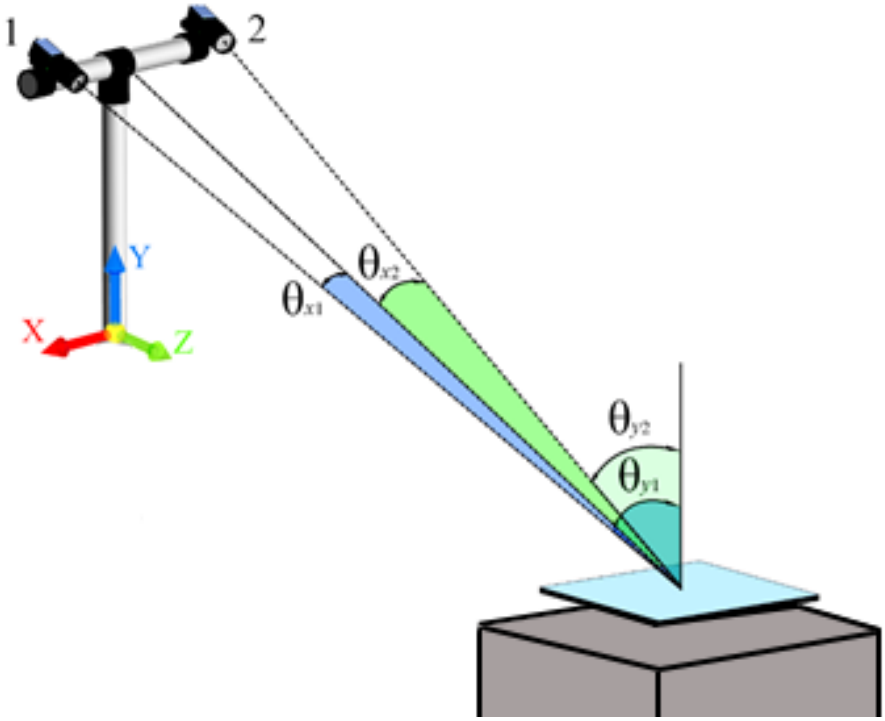


Рис. 1. 3*D*-модель экспериментальной установки:
1 – первая камера, положение которой определяется синими углами; 2 – вторая камера, положение которой определяется зелеными углами

Моделирование стереопары выполнялось в последовательном режиме работы трассировки лучей, так как в нем больше возможностей для анализа получаемых изображений в отличие от непоследовательного, который больше подходит для анализа систем неизображающей оптики. Поэтому, чтобы в данном режиме правильно расставить камеры в пространстве по отношению к предмету, как показано на рис. 1, используется зеркало. Объектив камеры задается в виде тонкой линзы с фокусным расстоянием, указанным в табл. 1.

Тип апертуры системы задается как диаметр входного зрачка, который находится из максимального размера диафрагмы объектива (см. табл. 1). Поле зрения в пространстве предметов задается в линейной мере, причем в прямоугольной форме, в соответствии с размером исследуемой плоскости.

Перед тем, как приступить к установкам в редакторе оптической системы (*Lens Data*), необходимо уточнить несколько терминов: объект (*OBJECT*) или предмет в *Zemax* – это исследуемая плоскость в реальном эксперименте, изображение (*IMAGE*) – это матрица используемой камеры. Изначально в таблицу редактора было введено три новых поверхности, не считая установленных по умолчанию – *OBJECT, STOP* и *IMAGE*. Затем каждая плоскость была изменена в соответствии со своим назначением и исходными данными.

Тип поверхности объекта задается как обобщенная полиномиальная (*Extended Polynomial*), которая задается формулой (1), чтобы ее можно было искривлять до поверхности с нужным порядком полинома,

$$z_2 = \frac{cr^2}{1+\sqrt{1-(1+k)c^2r^2}} + \sum_{i=1}^{N} A_i E_i(x,y), \qquad (1)$$

где c – кривизна поверхности, 1/м,
r – радиальная координата в установленных для схемы линейных единицах, мм,

k – коническая постоянная,
N – число коэффициентов полинома в ряду,
A_i – коэффициент i-ого члена обобщенного полинома,
$E_i(x, y)$ – i-ые члены полинома по осям x и y.

В настройках поверхности предмета задается прямоугольная апертура с размерами плоскости. Исходя из этого, задается расстояние (*Thickness*) до следующей компоненты системы. В графе число членов полинома (*Maximum Term #*) указывается 44, так как используется поверхность восьмого порядка, согласно формуле (1). Первые два коэффициента полинома при $X1Y0$ и $X0Y1$ отвечают за наклоны этой плоскости по осям x и y соответственно. Они являются тангенсами углов θ_x и θ_y, показанных на рис. 1. С помощью них соблюдается правильная ориентация по осям x и y и перспектива плоскости в моделировании изображения на матрице камеры.

Как было сказано раньше, модели камер в последовательном режиме работы трассировки лучей проще всего расставить с помощью ломающего зеркала (*Fold Mirror*). Оно вводит две фиктивные поверхности (*Coordinate Break*), одну перед зеркальной (*MIRROR*) и другую после нее. Таким образом можно наклонить модель камеры по осям x, y или z. В данном случае в графе таблицы наклон по оси x (*Tilt About X*) указывается значение угла θ_y. Исходя из рис. 1, модель камеры также наклонена и по оси y. Чтобы это смоделировать, была использована специальная функция *Zemax* – наклон и децентрировка элементов (*Tilt/Decenter Elements*). Этот инструмент позволяет наклонить и (или) децентрировать одну или несколько поверхностей, образующих элемент. В соответствующей графе (*Tilt About Y*) вводится значение угла θ_x. Важно в поверхности *Coordinate Break* (*Element Tilt*) расположенной после зеркала задать в *Solve On Surface* масштабирующий фактор равный 1, так как по умолчанию выставляется -1, и в таком случае повернется только зеркало вокруг выбранной оси, а не вся система, идущая после него. По правилам знаков в программе *Zemax* после введенного зеркала все толщины (*Thickness*) меняют знак на противоположный. Поэтому расстояние от зеркала до объектива будет отрицательным.

В последовательном режиме трассировки лучей нельзя наклонить предмет по данной координате. Чтобы моделируемое изображение было правильно ориентировано на матрице камеры еще и по оси z, была введена одна дополнительная координирующая плоскость (*Coordinate Break*). Она наклоняет всю систему поверхностей, стоящих после зеркала, по оси z.

Поверхность, установленная как апертурная диафрагма (*STOP*), заменяется на тонкую линзу (*Paraxial*). В графе фокусное расстояние (*Focal Length*) задается значение, приведенное в табл. 1. А с помощью функции быстрой фокусировки системы (*Quick Focus*) программа автоматически выставляет правильное расстояние между тонкой линзой и изображением.

Для геометрического соответствия плоскости изображения и матрицы используемой камеры в настройках поверхности изображения (*IMAGE*) были введены прямоугольный тип апертуры и размеры приемной оптической площадки (см. табл. 1). Фрагменты полученной таблицы редактора оптической системы представлены на рис. 2.

Так как моделируемая система состоит из двух камер, то для удобного анализа изображения с двух одинаковых камер в разных положениях создаются две конфигурации (*Configurations*) в соответствующем редакторе (*Multi-Configuration Editor*). В такой таблице есть специальные команды, называемые операторами. Они позволяют контролировать или изменять практически любой параметр системы. Так, с помощью оператора *GCRS* [8] была назначена глобальная система координат для зеркальной поверхности (по умолчанию на объекте), чтобы изменяли свое положение только плоскости объекта, тонкой линзы и изображения. Для контроля тех параметров, которые отвечают за наклон поверхностей по осям, используется оператор *PRAM* [8]. А с помощью команды *THIC* [8] контролируется расстояния между зеркалом, тонкой линзой и изображением. Получена следующая таблица мульти-конфигурации, показанная на рис. 3.

	Surface Type	Comment	Thickness	Material	Semi-Diameter	Decenter X
0	OBJECT (aper) Extended Polynomial		2000,000		268,701	
1	Coordinate Break	Element Tilt	0,000	–	0,000	0,000
2	Coordinate Break		0,000	–	0,000	0,000
3	(aper) Standard		0,000	MIRROR	268,701 P	
4	(aper) Extended Polynomial		0,000		172,954	
5	Coordinate Break		0,000 T	–	0,000	0,000 P
6	Coordinate Break	Element Tilt:return	0,000 P	–	0,000	0,000 P
7	Standard	Dummy	-1161,415		142,776	
8	Coordinate Break		0,000	–	0,000	0,000
9	STOP Paraxial		-16,793		5,965	16,700
10	IMAGE (aper) Standard		–		4,414 U	

а)

	Surface Type	Decenter Y	Tilt About X	Tilt About Y	Tilt About Z	Order
0	OBJECT (aper) Extended Polynomial					
1	Coordinate Break	0,000	0,000	-9,770	0,000	0
2	Coordinate Break	0,000	54,640	0,000	0,000	0
3	(aper) Standard					
4	(aper) Extended Polynomial					
5	Coordinate Break	0,000 P	54,640 P	0,000 P	0,000 P	0
6	Coordinate Break	0,000 P	0,000 P	-9,770 P	0,000 P	1
7	Standard					
8	Coordinate Break	0,000	0,000	0,000	9,770	0
9	STOP Paraxial	1				
10	IMAGE (aper) Standard					

б)

	Surface Type	Maximum Term #	Norm Radius	X1Y0	X0Y1
0	OBJECT (aper) Extended Polynomial	44	1,000	-1,000	3,900
1	Coordinate Break				
2	Coordinate Break				
3	(aper) Standard				
4	(aper) Extended Polynomial	44 P	1,000 P	0,000	0,000
5	Coordinate Break				
6	Coordinate Break				
7	Standard				
8	Coordinate Break				
9	STOP Paraxial				
10	IMAGE (aper) Standard				

в)

Рис. 2. Редактор оптической системы (*Lens Data Editor*):
а) – основные геометрические параметры; б) – основные параметры координирующих плоскостей;
в) – основные параметры обобщенной полиномиальной поверхности

	Active : 1/2		Config 1*	Config 2
1	THIC	7	-1161,415	-1238,689
2	PRAM	2/3	54,640	55,710
3	PRAM	1/4	-9,770	9,460
4	PRAM	8/5	9,770	-8,000
5	PRAM	0/15	-1,000	0,800
6	PRAM	0/16	3,900	3,500
7	THIC	9	-16,793	-16,790
8	GCRS	0	3	3

Рис. 3. Редактор мульти-конфигураций (*Multi-Configuration Editor*)

Полученная модель представлена на рис. 4, для удобства скрывается поверхность объекта, чтобы отобразить близкую к реальности систему.

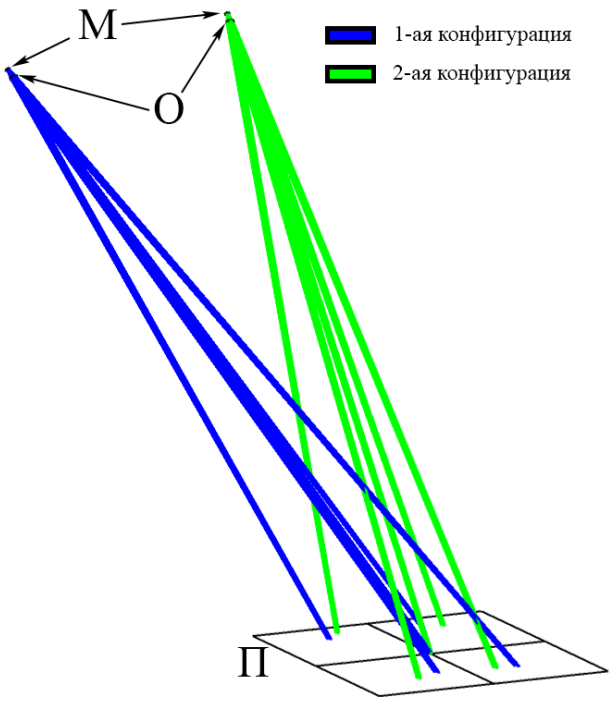


Рис. 4. Модель стереопары:
П – исследуемая плоскость; О – объективы камер; М – *КМОП*-матрицы камер

Для того, чтобы убедиться, что все лучи регистрируются матрицами приведена карта пересечения лучей на рис. 5.

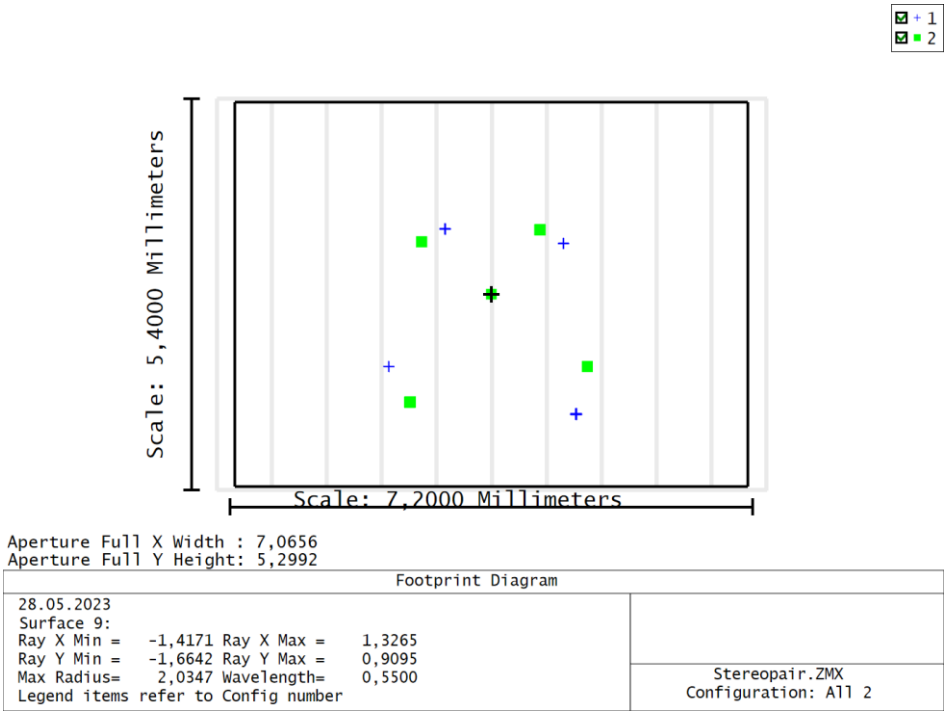


Рис. 5. Карта пересечения лучей с поверхностью матрицы:
1 – первая конфигурация (синие плюсы); 2 – вторая конфигурация (зеленые квадраты)

В настройках программы моделирования изображения (*Image Simulation*) выставляются размер пиксела и разрешение матрицы, приведенные в табл. 1. Полученные изображения представлены на рис. 6.

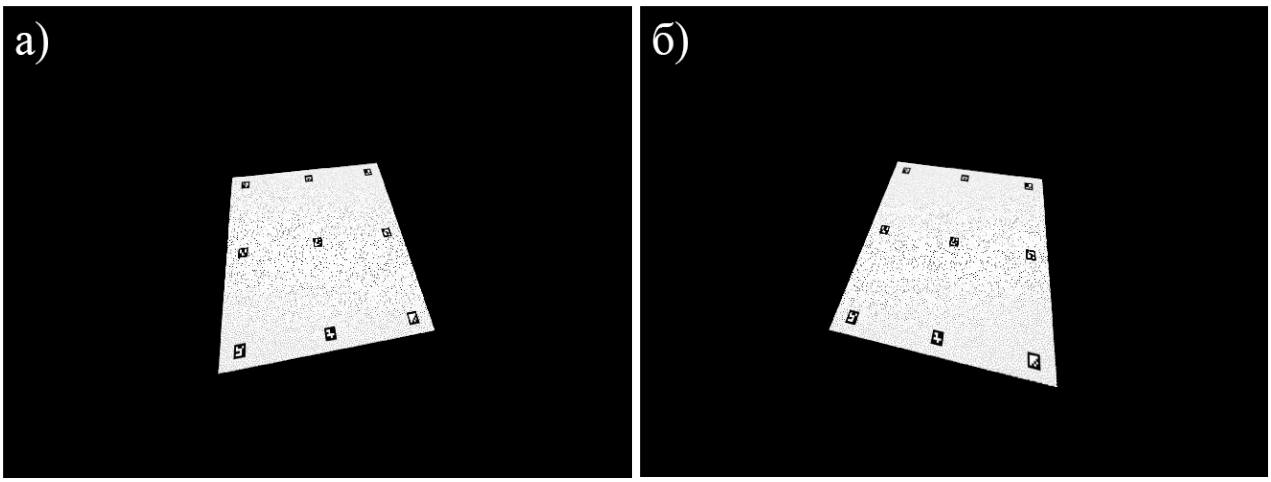
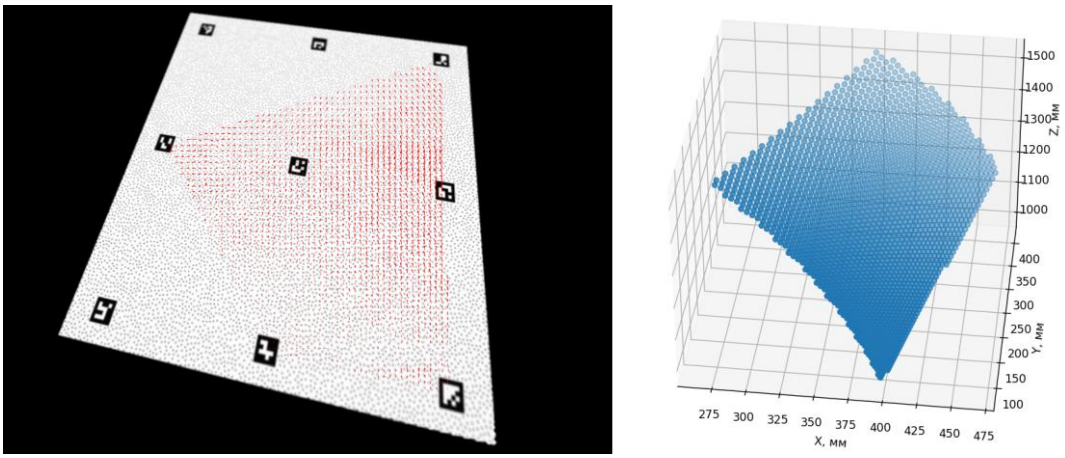


Рис. 6. Изображения, полученные стереопарой:
а) – изображение со второй камеры; б) – изображение с первой камеры

На рис. 7 представлены результаты обработки смоделированных изображений с помощью метода МКФИ.



а) б)

Рис. 7. результаты обработки смоделированных изображений с помощью метода МКФИ:
а) – векторное поле смещений; б) – облако 3D точек

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрирована разработанная модель для изучения декалибровки параметров стереосистемы с помощью синтезированных стереопар изображений в САПР Zemax. Модель позволяет задавать форму измеряемой поверхности, параметры оптической системы объектива и параметры светочувствительной матрицы. Обработка получаемых изображений и сравнение результатов этой обработки с заданной формой поверхности позволяет оценить погрешность измерений и влияние различных факторов на нее. В том числе оценить влияние декалибровки – изменения фактических значений внутренних и внешних параметров стереосистемы, и верифицировать алгоритм рекалибровки – оптимизации этих параметров для минимизации ошибки репроекции.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 22-21-00550, https://rscf.ru/project/22-21-00550/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Boden F., Jentink H., Petit C.** IPCT Wing Deformation Measurements on a Large Transport Aircraft // Advanced In-Flight Measurement Techniques. Springer Berlin Heidelberg, 2013. Pp. 93-115.
2. **Veerman H.P.J., Kannemans H., Jentink H.W.** Highly Accurate Aircraft In-Flight Wing Deformation Measurements Based on Image Correlation // Advanced In-Flight Measurement Techniques. Springer Berlin Heidelberg, 2013. Pp. 15-32.
3. **Poroikov A.Yu.** Reconstruction of 3D Profile of a Deformed Metallic Plate by Means of the Image Pattern Correlation Technique // Measurement technique, Vol. 57, №4, 2014. Pp. 390-395.
4. **Hermans C., Dumont M., Bekaert P.** Extrinsic recalibration in camera networks // 4th Canadian Conf. on Computer and Robot Vision. Vol 1. Pp. 3–10.
5. **Kirmse T.** Recalibration of a stereoscopic camera system for in-flight wing deformation measurements // Measurement Science and Technology, Vol 27, No 5, 2016. 11 p.
6. **Sivov N.Yu., Pinchukov V.V., Poroykov A.Yu., Shmatko E.V.** Computer simulation of the intrinsic parameters decalibration for the stereo system of video cameras // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1-4.
7. **Pinchukov V.V., Shmatko E.V., Bogachev A.D., Poroykov A.Yu.** Optimization of the stereo system calibration parameters for photogrammetric measurements in the conditions of field experiments // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2127. P. 012029.
8. **Manual Zemax** // 2023. 2622 с.

Poroykov A.Yu., Gogolev K.S., Yurochkin G.A., Pechinskaya O.V., Lapitskiy K.M.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: PoroykovAY@mpei.ru, ZhukovaOV@mpei.ru, GogolevKS@mpei.ru, YurochkinGA@mpei.ru

COMPUTER SIMULATION OF DECALIBRATION OF INTERNAL AND EXTERNAL PARAMETERS OF A STEREO SYSTEM BY CREATING SYNTHESIZED STEREO PAIRS OF IMAGES BY RAY TRACING

ABSTRACT

Photogrammetry is widely used to measure surface shape and for deformation diagnosis. Typically, a stereo camera system is used to record images of the measured object from several different angles. The surface shape is determined by triangulating a set of two-dimensional points from these images. Triangulation uses the calibration parameters of the stereo system, which are determined prior to the experiment. Measurements under high vibration loading conditions can lead to changes in the actual internal and external parameters of the stereo system (decalibration) and increase the measurement error. This paper presents a computer model of the stereo system, which allows changing the parameters of the receiving optical system and the investigated surface, and obtaining the results of images modelled with its help. The developed model will make it possible to clarify the influence of decalibration on the measurement results in real experiments.

PHOTOGRAMMETRY, COMPUTER MODELLING, IMAGE SYNTHESIS, RAY TRACING, DECALIBRATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.5; 544.77

Мошева Е.А.*, Шмыров А.В., Мизев А.И.

Институт механики сплошных сред ПФИЦ УрО РАН,
*Россия, 614990, Пермь, Академика Королева ул., 1, E-mail: *mosheva@icmm.ru*

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА IMAGEJ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ВОДОМАСЛЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована эффективность процесса разделения водомасляных эмульсий в неоднородном электрическом поле. Эксперименты были проведены в прямоугольной кювете, верхняя и боковые границы которой выполнены из стеклянных пластин. Высота, ширина и глубина получившейся полости составляла 1,7 см, 1,5 см и 0,8 см, соответственно. Электрическое поле создавалось системой внутренний электрод - внешний электрод. Внутренний электрод был расположен вблизи верхней границы кюветы и представлял собой стальной стержень радиусом 0,75 мм, который проходил сквозь заднюю и переднюю стенки кюветы. Внешний цилиндрический электрод с радиусом 1,5 см образовывал нижнюю границу кюветы. Для создания электрического поля был использован источник переменного напряжения с фиксированной частотой 15 кГц. Напряжение в экспериментах составляло 3,5 кВ. В качестве дисперсионной среды использована смесь бензола и хлорбензола. В качестве дисперсной фазы использована вода высокой степени очистки. Дисперсионная среда и дисперсная фаза имели одинаковую плотность. Объемная концентрация эмульсии составляла 0,2%. Эффективность дегидратации эмульсии оценивалась по изменению относительного содержания дисперсной фазы со временем. Расчет данного критерия производился в программном пакете ImageJ с помощью функции Analyze Particles, позволяющей распознавать объекты на изображении и определять их размер. На подготовительном этапе видеозапись эксперимента экспортировалась в виде серии восьмибитных изображений в градациях серого. Далее вся серия изображений бинаризировалась. Порог бинаризации определялся с помощью специально разработанного алгоритма. Алгоритм позволял найти такое пороговое значение бинаризации, при котором значение объемной концентрации дисперсной фазы, рассчитанное по количеству и размеру распознанных на изображении капель, совпадало с реальным начальным значением концентрации эмульсии. После бинаризации каждое изображение дополнительно обрабатывалось функциями Fill Holes и Watershed, что способствовало уменьшению погрешности дальнейших расчетов. Готовая серия изображений далее обрабатывалась с помощью функции Analyze Particles, которая производила распознавание капель, расчет их количества и занимаемой ими площади на каждом кадре. На основе полученной информации были найдены временные зависимости эффективности дегидратации эмульсии. В работе подробно обсуждаются нюансы каждого этапа обработки изображений и выбор оптимальных параметров.

ДЕЭМУЛЬСАЦИЯ, ДИЭЛЕКТРОФОРЕЗ, ДИСПЕРСНАЯ СРЕДА, ВОДОНЕФТЯНАЯ ЭМУЛЬСИЯ, IMAGEJ, БИНАРИЗАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Процессы добычи и переработки нефти сопровождаются формированием водонефтяных эмульсий. Вода в нефть попадает либо из пласта на стадии добычи, либо добавляется в процессе обессоливания нефти. Наличие водной фазы приводит к нежелательным последствиям, таким как ускоренная коррозия оборудования и увеличение энергозатрат на транспортировку, обусловленное повышенной вязкостью эмульсий. В связи с этим одной из актуальных задач в области нефтепереработки является очистка добываемой нефти от примесного содержания воды.

На сегодняшний день существует целый ряд технологий дегидратации. К наиболее распространенным методам можно отнести использование химических реагентов, коалесцирующих насадок, магнитных, электрических и акустических полей, нагрев, центрифугирование и отстаивание [1]. В целом, все перечисленные методы основаны на использовании разности физико-химических свойств дисперсионной среды и дисперсной фазы, таких как диэлектрическая проницаемость, плотность, проводимость, смачиваемость и др. На сегодняшний день, дегидратация в электрических полях считается наиболее дешевым и эффективным методом, оказывающим наименьшее влияние на нефть в процессе обработки. Принцип действия современных электродегидраторов [2, 3] заключается в создании условий для процесса электрокоалесценции. В постоянном или низкочастотном электрическом поле капли дисперсной фазы поляризуются, сближаются и объединяются [4]. В результате общее количество капель дисперсной фазы уменьшается, а их размер увеличивается, что облегчает процесс их осаждения в гравитационном или центробежном поле. Несмотря на многие преимущества такого метода, существуют и недостатки. Использование постоянных или низкочастотных переменных полей приводит к появлению нежелательных явлений. К ним относится выстраивание капельных цепочек, способных вызывать короткое замыкание между электродами [5], обратная эмульгация, в результате которой формируются вторичные капли меньшего размера, сложно поддающиеся удалению [6] и возникновение электрогидродинамческих (ЭГД) течений, что ограничивает рабочий диапазон напряженности поля и, как следствие, эффективность метода. Кроме того, в разбавленных эмульсиях метод становится малоэффективным ввиду того, что силы взаимодействия между каплями в электрическом поле являются короткодействующими.

В последние годы стали появляться исследования, посвященные поведению эмульсий в неоднородных электрических полях [7, 8]. В этом случае, появляется дополнительный физический инструмент для пространственного перераспределения капель, основанный на явлении диэлектрофореза. На капли воды, диэлектрическая проницаемость которой в двадцать раз больше, чем нефти, действует пондеромоторная сила, направленная по градиенту напряженности электрического поля.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования эффективности использования диэлектрофореза в качестве инструмента дегидратации водомасляной эмульсии. В ходе проведения экспериментов изучалась скорость пространственного разделения эмульсии в зависимости от параметров задачи. Для количественной оценки изменения концентрации эмульсии в кювете был использован программный пакет ImageJ, одна из функций которого позволяет распознавать объекты на изображении и определять их размер. Данная функция активно используется при исследовании степени однородности различных сред [9], при анализе рентгенологических и гистологических изображений [10], при распознавании текстов и в прочих областях. При использовании инструментов распознавания возникает необходимость решения ряда проблем, связанных с выбором порога бинаризации, учетом неоднородности засветки изображения, необходимостью декомпозиции распознанных объектов и пр. В настоящей статье

рассматриваются методики, используемые в решении указанных проблем, реализованные с помощью функций ImageJ.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальная установка

Эксперименты выполнены в прямоугольной кювете, верхняя и боковые границы которой выполнены из стеклянных пластин (рис. 1). Рабочая полость имела высоту 1,7 см, ширину 1,5 см и глубину 0,8 см. В качестве дисперсной фазы использована вода высокой степени очистки. Неоднородное электрическое поле создавалось системой электродов «стержень-пластина», которые формировали сектор цилиндрического конденсатора. Стержень (1 на рис. 1), проходя сквозь заднюю и переднюю стенки кюветы, располагался внутри, вблизи верхней границы кюветы. Диаметр внутреннего стержня составлял 0,15 см. Внешний цилиндрический электрод (2 на рис. 1) с радиусом 1,5 см образовывал нижнюю границу кюветы. Электроды были присоединены к высокочастотному (15 кГц) источнику переменного напряжения. В работе приводятся результаты исследования, полученные при величине действующего напряжения $U_0 = 3500$ В и различном дисперсном составе эмульсии. Для визуализации динамки капель кювета с противоположной от камеры стороны подсвечивалась источником коллимированного белого света. Это позволило получить контрастное изображение края капель. Видеорегистрация полученной в проходящем свете картины осуществлялась через переднюю грань кюветы. Видеозапись эксперимента производилась в монохромном 8-битном формате КМОП-камерой.

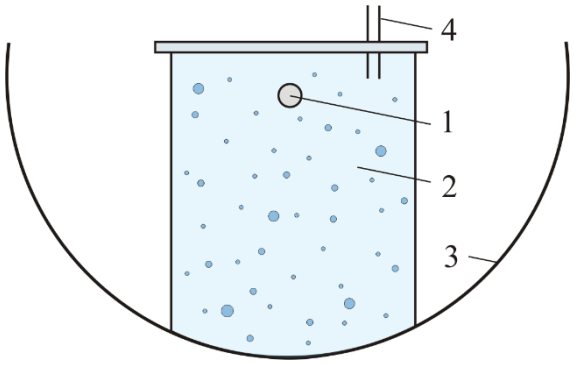
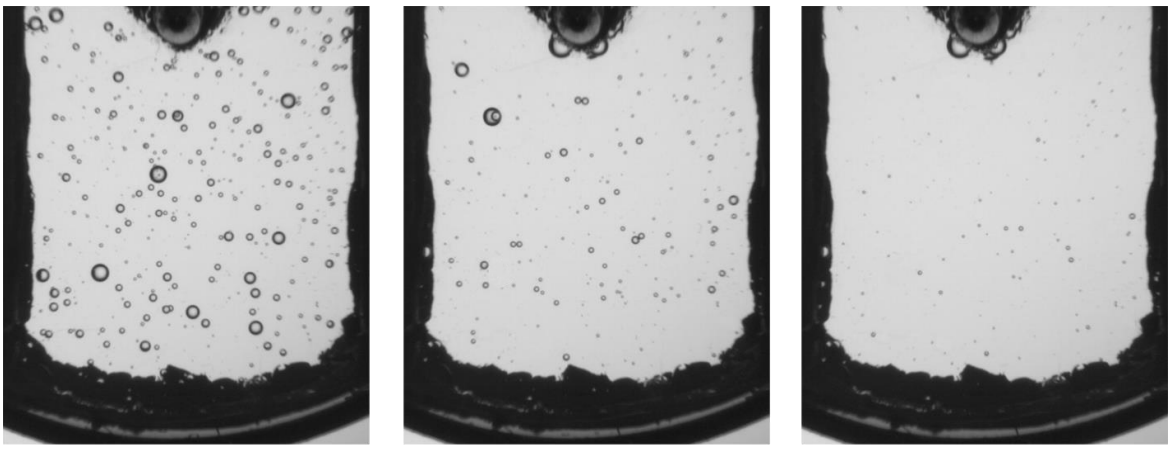


Рис. 1. Схематическое изображение кюветы и электродов для экспериментов по изучению поведения эмульсий в неоднородном электрическом поле: 1 – внутренний электрод; 2 – эмульсия; 3 – внешний электрод; 4 – заливочное отверстие

В роли дисперсионной среды выступала смесь бензола и хлорбензола. Плотности используемой дисперсной фазы и дисперсионной среды были одинаковыми, что позволило исключить гравитационный эффект осаждения капель и сконцентрироваться на исследовании дегидратации эмульсии за счет диэлектрофоретической силы. Объемная концентрация эмульсии составляла 0,2%. Эмульсия приготавливалась перед каждым новым экспериментом. Для ее приготовления в шприц помещался известный объем дисперсионной среды, куда далее вносилась капля воды известного объема. Затем шприц встряхивался. Дозирование интенсивности и длительности процесса позволяло получать эмульсии с разным дисперсным составом при неизменной концентрации дисперсной фазы.

Исследуемый физический процесс

После подачи на электроды разности потенциалов капли эмульсии начинали двигаться по направлению градиента напряженности и аккумулироваться на внутреннем электроде. На рис. 2 представлена серия изображений, демонстрирующая процесс дегидратации.



t = 0 с t = 40 с t = 154 с

Рис. 2. Серия изображений, демонстрирующая временную динамику капель воды при U_0 = 3500 В

Хорошо видно, что с течением времени концентрация дисперсной фазы значительно изменяется, что подтверждает возможность использования диэлектрофореза в качестве инструмента дегидратации. Расчет изменения объемной концентрации дисперсной фазы, необходимый для оценки эффективности разделения эмульсии производился следующим образом. Вначале исходная видеозапись эксперимента экспортировалась в виде серии изображений. Далее вся серия подвергалась процедуре бинаризации. После этого с помощью алгоритма Analyze Particles на каждом кадре производилось распознавание границ капель, расчет их количества, а также площади, занимаемой каждой отдельной каплей. На основе полученных данных вычислялся суммарный объем капель воды в каждый момент времени. Затем строилась зависимость объема дисперсной фазы от времени. Для сравнения результатов экспериментов, полученных при различных условиях, текущий объем капель нормировался на его начальное значение, измеренное непосредственно перед включением поля. Далее рассмотрим все перечисленных этапы обработки изображений подробнее.

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ

Бинаризация

Выбор порога бинаризации b – важный момент в предобработке изображения, так как от корректности выбранного значения будет зависеть погрешность всех дальнейших измерений. Заниженное значения порога бинаризации приведет к засветке и, как следствие, к потере информации о количестве капель. Завешенный порог бинаризации приведет к увеличению площади капель, а также появлению шума, который может быть ошибочно идентифицирован алгоритмом как капли маленького размера. Графический редактор ImageJ позволяет выбрать значение порога бинаризации вручную или рассчитать его оптимальное значение с помощью одного из шестнадцати предлагаемых алгоритмов. На рис. 3 представлено исходное изображение и примеры соответствующих ему двухбитных версий, полученных методами MinError (b = 157), MaxEntropy (b = 178) и Triangle (b = 192). При сравнении с исходным изображением хорошо видно, что в первом случае значение порога занижено. На это указывает уменьшение общего числа капель и нечеткость границ оставшихся. Повышение порога бинаризации приводит к более приемлемому результату.

В целом, большинство алгоритмов, доступных в ImageJ, дают адекватный результат и позволяют качественно описывать динамику процесса разделения эмульсии. Однако, для расчёта количественных характеристик, например, изменения концентрации дисперсной фазы, необходим выбор наиболее оптимального значения порога бинаризации. С этой целью нами был разработан алгоритм, в основе которого лежит идея поиска такого порогового значения b, при котором значения начальной (известной) концентрации дисперсной фазы C_{V0}

и концентрация C_V, измеренная по изображению, взятому непосредственно перед включением поля, будут совпадать. После того как порог бинаризации b был определен, анализировалась вся серия изображений.

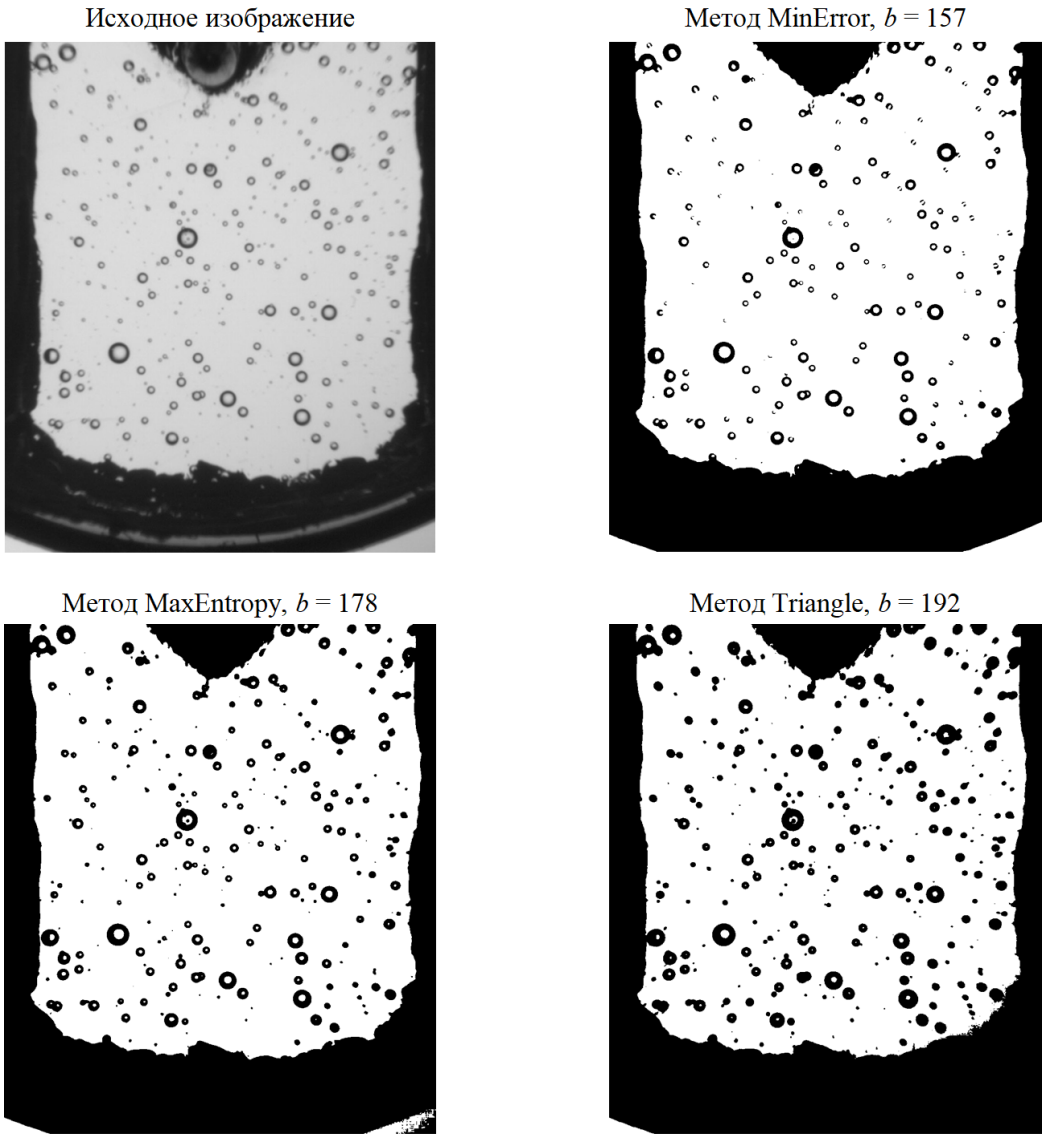
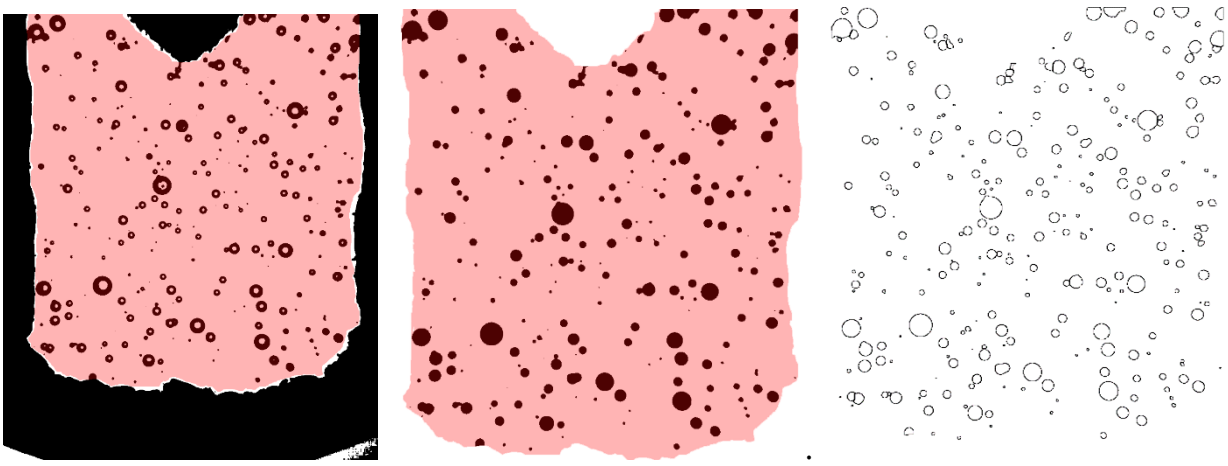


Рис. 3. Исходное восьмибитное изображение и его двухбитные версии, полученные при различном пороге бинаризации

Предобработка изображений и распознавание капель

Для распознавания капель был использован алгоритм Analyze Particles. Процесс распознавания капель осуществлялся следующим образом. Вначале на двухбитное изображение накладывалась маска. Размер маски соответствовал видимой рабочей области (рис. 4а). Далее часть изображения, находящаяся вне маски, удалялась. Ввиду оптических эффектов центры водных капель значительно светлее, что обуславливает их кольцевую форму. По умолчанию алгоритм будет распознавать только кольцевые структуры без учета пустот, расположенных внутри. Для заполнения кольцевых структур мы использовали функцию заливки FillHoles (рис. 4б). Затем капли, соединившиеся после бинаризации и процедуры заполнения колец, были разделены с помощью функции Watershed. В результате проведения данных операций была сформирована серия изображений, готовая к проведению основного анализа посредством алгоритма Analyze Particles. Пример распознанных капель представлен на рис. 4в.



а б в

Рис. 4. Этапы обработки изображения: а – наложение маски (выделена розовым), б – заполнение пустот кольцевых структур, в – распознавание границ капель

РЕЗУЛЬАТЫ

В результате использования алгоритма Analyze Particles для каждого кадра анализируемой серии изображений был получен массив числовых данных, содержащий информацию об общем количестве капель N и о площади S каждой распознанной на кадре капли. Объемная концентрация капель C_V рассчитывалась по формуле

$$C_V = \sum_{i=1}^{N} V_i / V_m,$$

где $\sum_{i=1}^{N} V_i$ – суммарный объем, занимаемый каплями на данном кадре, V_m – объем рабочей области, ограниченной маской. Объем отдельных капель рассчитывался по формуле нахождения объема сферы $V_i = \pi {d_i}^3/6$, где диаметр i-ой капли вычислялся как $d_i = 2\sqrt{S_i/\pi}$.

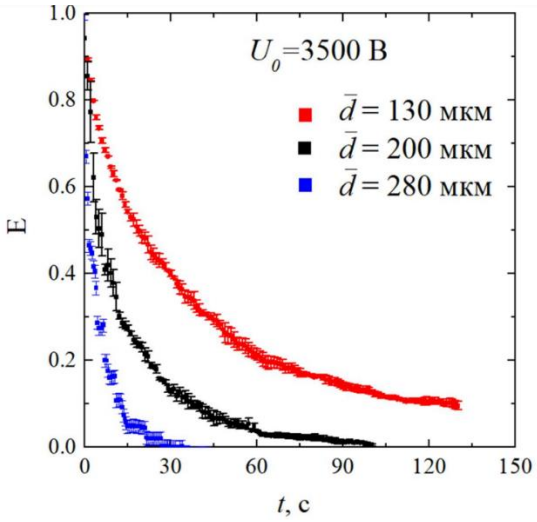


Рис. 5. Изменение объемного содержания капель (отнормировано на начальное значение) в кювете от времени для эмульсий с различным средним размером капель в изначальном ансамбле

Для сравнения результатов экспериментов, полученных для эмульсий разного размера, текущее значение объемной концентрации дисперсной фазы нормировалось на его начальное значение, измеренное непосредственно перед включением поля. Полученные зависимости представлены на рис. 5. Анализ результатов показал, что эффективность разделения возрастает при увеличении среднего диаметра $\bar{d}$ капель в ансамбле.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью программного пакета ImageJ экспериментально исследована возможность использования явления диэлектрофореза в качестве инструмента разделения водомасляных эмульсий. С помощью, стандартных инструментов ImageJ осуществлена бинаризация, предобработка и распознавание капель дисперсной фазы эмульсии. Описанный в работе алгоритм обработки изображений был протестирован на эмульсиях с разным характерным размером. Для каждого случая была получена зависимость объемной концентрации воды от времени. Показано, что эффективность дегидратации возрастает при увеличении размера эмульсии. Таким образом, с помощью программного пакета ImageJ удалось продемонстрировать эффективность процесса дегидратации эмульсии в условиях диэлектрофореза.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта (грант № 20-41-596009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Третьяков О.В., Усенков А.В., Илюшин П.Ю., Галкин С.В. Лекомцев А.В.** Результаты опытно-промышленных испытаний мобильной установки подготовки скважинной продукции // Нефтяное хозяйство. 2016. № 12. С. 131-135.
2. **Cottrell F.G., Speed J.B.** Separating and collecting particles of one liquid suspended in another liquid. US Patent, US 987115, 1911.
3. **Less S., Vilagines R.** The electrocoalescers' technology: Advances, strengths and limitations for crude oil separation // J. Pet. Sci. Eng. 2012. Vol. 81. P. 57-63.
4. **Taylor S.E.** Conductivity and coalescence of water-in-crude oil emulsions under high electric fields // Inst. Phys. Conf. Ser. 1991. Vol. 118. N. 3. P. 185-190.
5. **Taylor S.E.** Investigations into the electrical and coalescence behaviour of water-in-crude oil emulsions in high voltage gradients // Colloids Surf. 1988. Vol. 29. P. 29-51.
6. **Atten P.** Electrocoalescence of water droplets in an insulating liquid // J. Electrostatics. 1993. Vol. 30. P. 259-270.
7. **Зайковский В.В., Харламов С.Н., Муратов В.М.** Экспериментальное исследование движения капель воды в водонефтяной эмульсии при разделении в неоднородном электрическом поле // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2016. Т. 327. №. 10. С. 22-34.
8. **Mhatre S., Thaokar R.** Electrocoalescence in non-uniform electric fields: An experimental study // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. 2015. Vol. 96. P. 28-38.
9. **Битюков, В.К., Хвостов, А.А., Ребриков, Д. И., Мерзликин, В.Е.** Автоматизация обработки микрофотографий молочных продуктов с использованием ImageJ и Statistica // Вестник Воронежского государственного университета инженерных технологий 2014. №4 (62). С. 58-63.
10. **Barboriak D.P., Padua A.O., York G.E., MacFall J.R.** Creation of DICOM—aware applications using ImageJ // Journal of Digital Imaging. 2005. Vol. 18. P. 91-99.

Mosheva E.A.*, Shmyrov A.V., Mizev A.I.

*Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy of Science, Russia, 614990, Perm, Akademika Koroleva st., 1, E-mail: *mosheva@icmm.ru*

EVALUATION OF THE EFFICIENCY OF THE SEPARATION OF WATER-OIL EMULSIONS IN A NONHOMOGENEOUS ELECTRIC FIELD USING THE IMAGEJ

ABSTRACT

The efficiency of the separation process of water-in-oil emulsions in a non-uniform electric field has been studied experimentally. The experiments were carried out in a rectangular cell made of glass plates. The height, width, and depth of the cavity were 1,7 cm, 1,5 cm, and 0,8 cm, respectively. The electric field was created by the "internal electrode - external electrode" system. The inner electrode was a steel rod with a radius of 0,75 mm, which passed through the back and front walls of the cell. This electrode was located near the upper boundary of the cell. The outer cylindrical electrode had a radius of 1,5 cm and was the lower boundary of the cell. The electric field was created employing an alternating voltage source with a frequency of 15 kHz. In the experiments, the voltage was 3,5 kV. A mixture of benzene and chlorobenzene played role of a dispersion medium. Water was utilized as a dispersed phase. The dispersion medium and the dispersed phase had the same density. The volume concentration of the emulsion was 0,2%. The efficiency of dehydration of the emulsion was evaluated by the change in the relative content of the dispersed phase over time. This criterion was calculated in the ImageJ using the Analyze Particles function. The option allows recognizing objects in an image and determining their size. Initially, the video recording of the experiment was exported as a series of eight-bit grayscale images. Then the whole series was binarized. The binarization threshold was determined using a specially developed algorithm. The algorithm made it possible to find such a threshold binarization value at which the value of the volumetric concentration of the dispersed phase, calculated in the process of droplet recognition, coincided with the real value of the emulsion concentration. After binarization, each image was additionally processed by the Fill Holes and Watershed functions. The finished series of images were further processed using the Analyze Particles function. This function recognizes drops, and calculates their number and size. Based on the information obtained, the time dependences of the efficiency of dehydration of the emulsion were found. We discuss in detail all stages of image processing and the choice of optimal parameters.

DEMULSIFICATION, DIELECTROPHORESIS, DISPERSE MEDIUM, WATER-OIL EMULSION, IMAGEJ, IMAGE BINARIZATION

Секция 7

Применение оптических методов

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 536.52, 536.521.3, 535.33

Зинин П.В.*, Мантрова Ю.В., Гришаев П.А., Булатов К.М., Кутуза И.Б.

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, Москва, E-mail: zosimpvz@mail.ru

АНАЛИЗ ОШИБОК ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И СПЕКТРАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

В данной работе описываются основные проблемы, возникающие при дистанционном измерении излучательной способности и температуры. Получены аналитические выражение для параметров ε_0 и T_0 и ошибок их измерений тремя методами: (1) приближение Вина, (2) гибридный метод с оценкой по Фишеру и (3) гибридный метод с вычислением ковариационной матрицы. Проведённые расчёты приводят нас к парадоксальному отношению ошибок параметров в приближении Вина. Чем лучше выполняется условие для приближения Вина, тем хуже точность измерения коэффициента излучения по сравнению с точностью измерения температуры. Результаты проведённого исследования позволяют получить оптимальную стратегию определения температуры с использованием спектрометрических методов, которая требует (а) наименьшее количество вычислений и (б) даёт наименьшую статистическую ошибку. Предлагаемая стратегия состоит из трёх шагов: (1) находится температура излучающего тела с использованием приближения Вина, T_W. (2) Полученное значение T_W берётся в качестве начального приближения для одномерной «гибридной» минимизации. Минимизация проводится одним из численных методов одномерной минимизации. В результате находятся значения ε_0 и T_0, при которых сумма квадратов отклонений S_0 достигает минимума. (3) Ошибки измерения определяются с использование метода ковариационных матриц.

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ, ОШИБКИ ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, ОШИБКИ ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ, МЕТОД НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

ВВЕДЕНИЕ

Распределение температуры и коэффициента излучения поверхности нагретого тела получается путём аппроксимации экспериментальной спектральной зависимости интенсивности излучения в каждой точке нагретого объекта распределением Планка с использованием метода наименьших квадратов (МНК). Одной из основных проблем в измерении коэффициента теплового излучения является высокая погрешность результатов [1]. Это связано с тем, что спектральный коэффициент излучения входит в уравнение Планка как линейный параметр, в то время как температурная зависимость имеет экспоненциальный характер, и, соответственно, имеет большое влияние на поведение кривой теплового

излучения. Более того величина коэффициента излучения зависит от многих факторов, таких как состояние поверхности, диапазон длин волн, количество отсчётов в экспериментах и т д. Следует отметить, что проблеме измерения коэффициента теплового излучения посвящён обширный круг публикаций [2, 3] и обзоров [4-9]. В публикациях [10-13] рассматривались проблемы точности измерения температуры и коэффициента излучения, однако аналитические выражения для ошибок соответствующих величин не были получены.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Традиционно расчёт температур и коэффициента теплового излучения производится через сравнение спектральных данных эксперимента с законом Планка в рамках метода наименьших квадратов [14]. В рамках приближения серого тела закон Планка имеет вид [15]:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon \frac{c_1}{\lambda^5 [exp(c_2/\lambda T) - 1]}, \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – спектральная интенсивность, ε – коэффициент теплового излучения нагретого объекта, λ – длина волны, T – температура, а c_1 и c_2 – физические константы. $c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}7814 \times 10^8$ (Вт·мкм^4/м^2) = $3{,}7814 \times 10^{-16}$ Вт м^2, $c_2 = hc/k = 14388$(мкм К)=$1{,}4388 \times 10^{-2}$ м К, h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. В приближении серого тела излучательная способность не зависит от длины волны,

$$\varepsilon(\lambda) = const. \quad (2)$$

В данной работе будем считать тело серым, у которого ε принимается не зависящим от длины волны, т.к. действуем внутри небольшого интервала длин волн (100-200 нм).

Закон Планк можно записать в сжатом виде, введя обозначение для излучения чёрного тела, L_{BB}:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon L_{BB}(\lambda, T),\ L_{BB}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 [exp(c_2/\lambda T) - 1]}. \quad (3)$$

В приближении Вина, когда

$$c_2/\lambda T \gg 1,$$
$$L_{BB}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 exp(c_2/\lambda T)}. \quad (4)$$

Цифровая обработка спектральных изображений исследуемых образцов заключается в измерении интенсивности спектрального излучения в каждом пикселе мультиспектральных изображений с последующим определением температуры и коэффициента теплового излучения методом наименьших квадратов (МНК) [16].

Метод наименьших квадратов

Пусть проведены n измерений интенсивности теплового излучения $I(\lambda_i)$, $i = 1,..n$. Тогда наиболее вероятными значениями температуры, T_0, и коэффициента излучения, ε_0, являются значения этих величин, при которых сумма квадратов отклонений измерений интенсивности теплового излучения, $I(\lambda_i)$, и теоретических значений теплового излучения, $S(\varepsilon, T)$

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{i=1}^{n} [I(\lambda_i) - \varepsilon L_{BB}(\lambda_i, T)]^2 \quad (5)$$

достигает минимума. В уравнении (5) считается, что ε не зависит от длины волны и температуры. Необходимое условия существования экстремума непрерывной функции:

$$\begin{cases} (\partial S/\partial T)|_{T_0,\,\varepsilon_0} = 0 \\ (\partial S/\partial \varepsilon)|_{T_0,\,\varepsilon_0} = 0 \end{cases}. \tag{6}$$

Производная по температуре приводит к трансцендентному уравнению. Однако решение второго уравнения можно записать в аналитической форме. Дифференцирование по параметру ε даёт

$$\frac{\partial S}{\partial \varepsilon} = -2\sum_{i=1}^{n}[I_i - \varepsilon L_{BBi}(T)]L_{BBi}(T). \tag{7}$$

Приравнивая производную (7) к нулю, получаем значение ε, которое зависит только от T:

$$\varepsilon(T) = \frac{\sum_{i=1}^{n} I_i L_{BBi}(T)}{\sum_{i=1}^{n} L_{BBi}^2(T)}. \tag{8}$$

Таким образом, чтобы получить значение T_0 нужно решить нелинейное уравнение (6), используя численные методы.

Гибридный метод решения задачи МНК

Гибридный метод использует тот факт, что уравнение, получаемое путём дифференцирования функции S по ε, в силу линейности может быть записано в аналитической форме для выбранного значения температуры T. Затем следует искать минимум суммы квадратов отклонений, зависящей только от одного параметра температуры, T.

$$S(T) = \sum_{i=1}^{n}\left(I_i - \frac{\sum_{k=1}^{n}[I_k L_{BBk}(T)]}{\sum_{k=1}^{n} L_{BBk}^2(T)} L_{BBi}(T)\right)^2. \tag{9}$$

Описанная выше процедура, сводит двумерную нелинейную минимизацию суммы (5) к одномерному поиску (1-D) минимума функции (9).

ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ

Приближение Вина

Формула Вина достаточно точно описывает поведение теплового излучения, когда температура T меньше 4000 К, а $\lambda T << c_2$ [15, 17]. В приближении Вина формула для теплового излучения чёрного тела имеет вид (4). Выражения для температуры и коэффициента излучения, а также их среднеквадратичные отклонения, полученные МНК в приближении Вина, имеют вид

$$T_{\text{o}} = \frac{s_x^2}{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}} = \frac{\overline{x^2} - (\bar{x})^2}{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}, \tag{10}$$

$$\varepsilon_{\text{o}} = exp\left[\frac{\overline{x^2}\bar{y} - \bar{x}\,\overline{xy}}{\overline{x^2} - (\bar{x})^2}\right], \tag{11}$$

$$s_T = \frac{T_o^2 s_y}{\sqrt{n s_x^2}} = T_o^2 \frac{s_y}{\sqrt{n\left[\overline{x^2} - (\bar{x})^2\right]}}, \tag{12}$$

$$s_\varepsilon = \varepsilon_o s_y \sqrt{\frac{\overline{x^2}}{n s_x^2}} = \varepsilon_o s_y \sqrt{\frac{\overline{x^2}}{n\left[\overline{x^2} - (\bar{x})^2\right]}}, \tag{13}$$

где

$$y = \ln(I(\lambda)\lambda^5/c_1), \qquad x = \frac{c_2}{\lambda}.$$

Тогда для отношения относительных ошибок получаем:

$$\frac{\delta_\varepsilon}{\delta_T} = \frac{\sqrt{\overline{x^2}}}{T_o} = \frac{c_2}{T_o}\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(1/\lambda_i^2)}{n}}. \tag{14}$$

Расчёт по формуле Планка

Если приближение Вина неприменимо, можно использовать 2-мерную минимизацию, метод Нелдера-Мида [18]. Часто сложно выбрать начальное решение, чтобы оказаться вблизи направления наискорейшего спуска, поэтому удобно свести двумерную минимизацию к одномерной с помощью гибридного метода [19, 20].

Оценки ошибок измерения температуры и коэффициента излучения в случае двумерной минимизации можно вычислить функцией (или критерием) Фишера (уравнение (14)) Фишера [21], или с помощью матрицы ковариаций [8, 10, 22-24].

$$S(\varepsilon, T) \;=\; S_o[1 + \frac{p}{(n-p)} F(n, p, \alpha)]\,. \tag{15}$$

В формуле (15) $F(n, p, \alpha)$ — параметр Фишера, α — доверительная вероятность, n — число измерений, p — количество параметров (в данных экспериментах $p = 2$), а S_0 это сумма квадратов отклонений в минимуме. Величины доверительных интервалов: T - T_0, ε - ε_0, где T и ε находят из $S(\varepsilon, T)$ [1, 19, 20, 25].

Для определения ошибок методом матрицы ковариаций, используется подход МНК. На первом этапе вычисляются оценки параметров (T, ε) (методом 2-мерной минимизации или гибридным методом). Затем вычисляют матрицу J производных полученной функции f в каждой точке (λ_i, I_i) по каждому параметру, (T, ε) (16).

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial f(\lambda_1, T)}{\partial T} & \frac{\partial f(\lambda_1, T)}{\partial \varepsilon} \\ \frac{\partial f(\lambda_2, T)}{\partial T} & \frac{\partial f(\lambda_2, T)}{\partial \varepsilon} \\ \frac{\partial f(\lambda_n, T)}{\partial T} & \frac{\partial f(\lambda_n, T)}{\partial \varepsilon} \end{pmatrix} \tag{16}$$

Чтобы вычислить квадраты стандартных отклонений (s^2_T, s^2_ε), используют след, т.е. значения на главной диагонали, от матрицы $(J^T J)^{-1}$. Подробное описание метода вычисления ошибок «матрица ковариаций» можно найти в [22-24].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мы представим анализ ошибок измерений в данной работе, моделируя сигнал спектрометра путём расчёта интенсивности теплового излучения с использованием формулы Планка и с последующим наложением шума.

Источником ошибок измерения служит шум. Шум налагается с помощью параметра *SNR*, т.е. является нормально распределённом. В виду случайности и нормальности наложенного шума полагаем ошибки измерений распределёнными по Стьюденту (для учёта возможных отклонений ограниченного набора измерений от нормального распределения)

В данной работе под статистическими погрешностями понимаются несмещенные оценки дисперсии (стандартные отклонения), умноженные на коэффициент Стьюдента, $t(n, \alpha{=}0{,}95)$, который соответствует 95% доверительной вероятности и количеству точек в смоделированном спектре (17).

$$\Delta T = s_T t(n,\alpha),\ \Delta\varepsilon = s_\varepsilon t(n,\alpha) \qquad (17)$$

Под относительными погрешностями понимаются отношения $\Delta T/T$ и $\Delta\varepsilon/\varepsilon$, выраженные в процентах.

Приближение Вина

Приближение Вина (уравнение (4)) применяется тогда, когда выполняется условие $c_2/(\lambda T) > 1$, где $c_2 = 14388$(мкм К). В области $T < 5000$ К и $\lambda < 7000$ нм параметр Вина больше 3. Однако при температурах ниже 3000 К и длинах волн короче 1000 нм параметр $c_2/(\lambda T)$ заведомо больше 10. Это означает, что приближение Вина применимо в области температур и интервала длин волн, используемых для изучения вещества в экстремальных условиях в установках лазерного нагрева в алмазных наковальнях [25-28].

Пусть измерения интенсивности теплового излучения проводятся спектрометром в интервале длин волн $\lambda_o < \lambda < \lambda_o + n\Delta\lambda$, где n – число измерений, $\Delta\lambda$ - шаг измерения. Тогда нетрудно показать

$$\frac{\delta_\varepsilon}{\delta_T} \approx \frac{c_2}{T\lambda_o}. \qquad (18)$$

Выражение (18) приводит нас к “парадоксу метода наименьших для приближения Вина”. Чем лучше выполняется условие для приближения Вина $c_2/T\lambda_0$, тем хуже точность измерения коэффициента излучения по сравнению с точностью измерения температуры, $\delta_\varepsilon/\delta_T >> 1$.

Оценим возможность измерения коэффициента излучения при температурах, близких к 2000 К. Многие новые материалы были получены в ячейках высокого давления именно при таких температурах [29]. Пусть $T = 2000$ К, тогда величина $c_2/T\lambda_0$ равна 14,4 на длине волны $\lambda_0 = 0{,}5$ мкм. Если относительная точность измерений температуры составляет 2% [20], то относительная точность измерения коэффициента излучения будет близка к 30 %. При 1000 К относительная ошибка измерения коэффициента излучения может достигать 60 %. Из соотношения (18) следует, что только после 6000 К относительная ошибка измерения коэффициента излучения может принимать значения меньше 10%. Но в этой области температур необходимо пользоваться не приближением Вина, а законом Планка.

Двумерная минимизация

Как следует из определения МНК первый шаг в определении температуры и коэффициента излучения заключается в поиске минимума суммы квадратов отклонений (уравнение (5)). Использовался сигнал, полученный для температуры 2000 К и при уровне

отношения сигнал/шум (*SNR*), равное 30. Минимум на поверхности $S(\varepsilon, T)$ практически не заметен при выбранных интервалах T и ε. Только после введения логарифмической шкалы для $S(\varepsilon, T)$ появляется область, в которой находится минимум функции $S(\varepsilon, T)$.

Такое поведение суммы квадратов отклонений диктуется видом функции Планка, в которую ε входит как линейный параметр, а температура, T, входит в показатель экспоненты. Очевидно, что для обнаружения минимума функции $S(\varepsilon, T)$ требует найти положение минимума приблизительно.

Двумерная поверхность позволяет найти доверительную область двух переменных ε и T [21] с использованием формулы (15). Обычно используется численная минимизация с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта, описанная в работе [30].

Гибридный метод

Основные систематические ошибки, сопутствующие данному методу, подробно разобраны в работе [16]. Поведение суммы квадратов отклонений при вариации температуры показано на рис. 1. Пунктирная линия отсекает доверительный интервал с использованием критерия Фишера. Подробное описание определения доверительного интервала ΔT можно найти в работе [25].

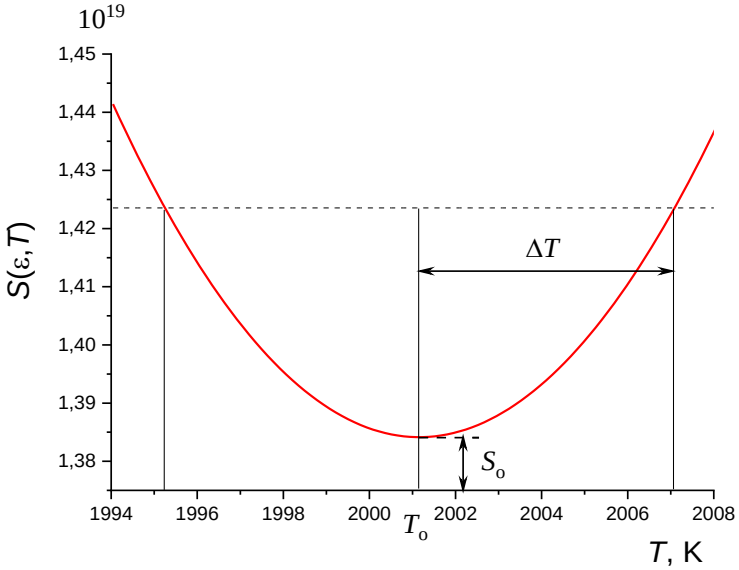


Рис. 1. Моделирование поведения суммы квадратов отклонений S как функции температуры. Параметры зашумлённого спектра: ε=0,3; λ=650-850 нм; *SNR*=30; Δλ=2 нм; n = 100. Доверительные интервалы ΔT и Δε определены с 95% доверительной вероятностью. Расчёт доверительной области производился с использованием критерия Фишера [31]

Влияние температуры на ошибки измерения

Рассмотрим влияние температуры на поведение ошибок измерения температуры и коэффициента излучения, полученных описанными методами. Выбран уровень шума *SNR* = 30. Уровень шума, *SNR* = 30, близок к уровню шумов, наблюдаемых в экспериментах по лазерному нагреву в алмазных наковальнях [25]. Расчёты показали, что методы двумерной и одномерной минимизации дают одинаковые результаты, поэтому мы приводим только результаты расчётов (Табл.) ошибок измерений тремя методами: (1) приближение Вина, (2) гибридный метод с оценкой по Фишеру и (3) гибридный метод с оценкой матрицей ковариаций. Видно, что ошибки измерений, полученные методом вычисления ковариационной матрицы, практически совпадают с результатами оценок по Фишеру для гибридного метода.

Табл. 1. Зависимость относительной ошибки измерения температуры и коэффициента излучения от температуры для следующих параметров зашумлённого спектра ε=0,3; λ=650-850 нм; *SNR*=30; Δλ=2 нм; n = 100: T =300-6000 К

$T_{мод.}$, К	$\Delta T/T$, %			$\Delta\varepsilon/\varepsilon$, %		
	МНК для приближения Вина	Метод Фишера	Матрица ковариаций	МНК для приближения Вина	Метод Фишера	Матрица ковариаций
300	18,07	1,01	0,85	408,20	57,71	38,27
1000	0,88	0,50	0,42	13,23	6,91	5,61
2000	0,46	0,24	0,24	1,96	1,96	1,63
3000	0,19	0,19	0,19	0,54	0,54	0,45
4000	0,02	0,02	0,02	0,17	0,12	0,10
5000	0,15	0,15	0,15	0,61	0,61	0,51
6000	0,27	0,28	0,28	0,98	0,92	0,82

Однако, заметна существенная разница в величинах ошибок измерений, полученных методом Вина и гибридным методом. При низких температурах, при $T < 2000$ К приближение Вина даёт наихудший результат, особенно для коэффициента излучения (тТабл.). Большие значения относительной ошибки $\Delta T/T$ (табл. 1) и огромные значения $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ (табл. 1) при температурах ниже 1300 К означают, что линеаризация и соответствующее нелинейные преобразование координат не приводят к получению хороших оценок T и ε и соответствующих ошибок измерений ΔT и $\Delta\varepsilon$.

В тоже время, гибридный метод позволяет получить адекватные значения для температурной ошибки (Табл.). Из табл. видно, что гибридный метод можно использовать для измерения коэффициента излучения только после 2000 К, когда относительная ошибка спадает до 2-4%.

Суммируя результаты, можно сделать следующие заключения по относительной точности измерений. Применение гибридного метода позволяет провести дистанционное измерение температуры с достаточно хорошей относительной точностью до 1% при уровне шумов SNR = 30 вплоть до комнатных температур. Приближение Вина не следует применять в интервале от комнатных температур до 1300 К. При температурах выше 1300 ошибки измерений температуры, получаемые гибридным методом и приближением Вина, практически совпадают. Таким образом, чем лучше выполняется приближение Вина, тем менее точные результаты дает метод МНК в координатах Вина. Дистанционные измерения с использованием спектрометра, работающего в видимой области (500-700 нм), позволяют определить температуру гибридным методом со сравнительно низкой ошибкой измерений (~1%) даже при комнатной температуре (Табл.).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражение для параметров ε_0 и T_0 и ошибок их измерений тремя методами: (1) приближение Вина, (2) гибридный метод с оценкой по Фишеру и (3) гибридный метод с вычислением ковариационной матрицы.

Получено аналитическое выражение для отношения $\delta_\varepsilon/\delta_T \approx c_2/T\lambda_0$. Его вид приводит нас к парадоксальному отношению приближения Вина: чем лучше работает приближение, тем хуже точность измерения коэффициента излучения по сравнению с точностью измерения температуры.

Результаты проведенного исследования позволяют получить оптимальную стратегию определения температуры с использованием спектрометрических методов, которая требует (а) наименьшее количество вычислений и (б) дает наименьшую статистическую ошибку. Предлагаемая стратегия состоит из трёх шагов: (1) находится температура излучающего тела

с использованием приближения Вина, T_W. (2) Полученное значение T_W берётся в качестве начального приближения для одномерной «гибридной» минимизации. Минимизация проводится одним из численных методов одномерной минимизации. В результате находятся значения ε_0 и T_0, при которых сумма квадратов отклонений S_0 достигает минимума. (3) Ошибки измерения определяются с использование метода ковариационных матриц. Для выбранной доверительной вероятности доверительные области параметров ε_0 и T_0 находятся с использованием формулы Стьюдента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мантрова Ю.В. и др.** Измерение распределения коэффициента излучения и температуры поверхности вольфрама, нагретого излучением мощного лазера // Оптический журнал. 2020. № 87(11). С. 10-20.
2. **Susa M., Endo R.** Emissivities of High Temperature Metallic Melts // High-Temperature Measurements of Materials. 2009. № 39(11). P. 111-129.
3. **Watanabe H. et al.** Spectral Emissivity Measurements // Experimental Methods in the Physical Sciences. 2014. № 46. P. 333-366.
4. **António A.** Analysis of multi-band pyrometry for emissivity and temperature measurements of gray surfaces at ambient temperature // Infrared Physics & Technology. 2016. № 76. P. 365-374.
5. **Fukuyama H., Waseda Y.** Emissivities of High Temperature Metallic Melts // Thermal diffusivity measurements of oxide and metallic melts at high temperature by the laser flash method. 2009. № 39(11). P. 85-109.
6. **Minkina W., Dudzik S.** Uncertainties of Measurements in Infrared Thermography // Infrared Thermography: Errors and Uncertainties. 2009 №48. P. 81-117.
7. **Zhuomin Z., Benjamin T., Graham M.**. Overview of Radiation Thermometry // Radiometric Temperature Measurements I. Fundamentals. 2010. №112(42). P. 10-57.
8. **ByJean-Claude K.** Radiative Measurements of Temperature // Thermal measurements and inverse techniques. 2011. P. 185-230.
9. **Zhuomin Z., Graham M.**. Overview of Radiation Thermometry // Experimental Methods in The Physical Sciences. 2009. №112(42). P. 1-28.
10. **Lane B., et al.** Uncertainty of temperature measurements by infrared thermography for metal cutting applications // Metrologia. 2013. № 50(6). P. 637-653.
11. **Zhao X., Yang L.** The correction model and error analysis of infrared radiation temperature measurement of semitransparent object. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering: theses of conf. China: Beijing, 2015. № 9674. P. 96742- 96748.
12. **Robin B., Paul L.** Temperature gradients, wavelength-dependent emissivity, and accuracy of high and very-high temperatures measured in the laser-heated diamond cell // High Pressure Research. 2004. № 24(4). P. 423-445.
13. **Helcio O., et al.** Modeling and Measurements in Heat Transfer // Thermal measurements and inverse techniques. 2011. №48(13). P. 35-112.
14. **Magunov A. N..** Spectral pyrometry // Instruments and Experimental Techniques. 2009. № 52(4). P. 451-472.
15. **Gustave R.** Technique de mesure de temperature pour les materiaux sous sollicitation dynamique // Traite De Pyrometrie Optique. 1931. № 3(1). P. 45-61.
16. **Zinin P. V., et al.** Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter // High Pressure Research. 2019. №131. P. 39
17. **Magunov A. N.** The Choice of a Spectral Interval within which a Heated Opaque Object Radiates as a Gray Body // Instruments and Experimental Techniques. 2010. № 53(6). P. 910-914.
18. **Nelder J. A., Mead R.**. A Simplex Method for Function Minimization // Computer Journal. 1965. № 7. P. 308-313.

19. **Bulatov K.M., et al.** Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object // Computer Optics. 2017. № 41(6). P. 864-868 .
20. **Zinin P. V., et al.** Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter // High Pressure Research. 2019. № 39(1). P. 131-149.
21. **Draper N. R., Smith H.** An Introduction to Nonlinear Estimation // Applied regression analysis. 1966. № 17(3). P. 505.
22. **Strutz T.** Uncertainty of Results // Data Fitting and Uncertainty. A practical introduction to weighted least squares and beyond. 2011. № 37(4). P. 105-123.
23. **Stepanov S.V., Sheimdlin M. A.** Statistical analysis of measurement results in multiwavelength pyrometry // High Temperature. 2017. № 55. P. 802-807.
24. **Duvaut Th.** Comparison between multiwavelength infrared and visible pyrometry: Application to metals // Infrared Physics & Technology. 2008. № 51(4). P. 292-299.
25. **Зинин П.В., и др.** Дистанционное измерение распределения температуры на поверхности твёрдых тел при воздействии мощного лазера в ячейках высокого давления // Успехи физических наук. 2022. № 192(8). С. 1-13.
26. **Basset A. W.** The birth and development of laser heating in diamond anvil cells // Review of Scientific Instruments. 2001. № 72(2). P. 1270-1272.
27. **Prakapenka V.B., et al.** Advanced flat top laser heating system for high pressure research at GSECARS: application to the melting behavior of germanium // High Pressure Research. 2008. № 28(3). P. 225-235.
28. **Shen G. Y., et al.** Laser heated diamond cell system at the Advanced Photon Source for in situ x-ray measurements at high pressure and temperature // Review of Scientific Instruments. 2001. № 72(2). P. 1273-1282.
29. **Riedel R., et al.** Superhard Materials // Handbook of Solid State Chemistry. 2017. № 5. P. 175-200.
30. **Gathers G. R.** Analysis of multiwavelength pyrometry using nonlinear chi-square fits and Monte Carlo methods // International Journal of Thermophysics. 1992. № 13(3). P. 539-554.
31. **Machikhin A. S., Zinin P.V., Shurygin A. V., Khokhlov D. D.**. Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in-situ measurements of the high temperature distribution // Optics Letters. 2016. № 41. P. 901-904.

Zinin P.V., Mantrova Yu.V., Grishaev P.A., Bulatov K.M., Kutuza I.B.

Scientific-Technological center of unique instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: zosimpvz@mail.ru

ERRORS ESTIMATION OF REMOTE TEMPERATURE AND EMISSIVITY MEASUREMENTS

ABSTRACT

The paper is devoted to the main problems of remote measurement of emissivity and temperature. Analytical expressions are obtained for the parameters ε_0 and T_0 and the errors of their measurements by three methods: (1) Wien approximation, (2) hybrid method with Fisher estimation, and (3) hybrid method with covariance matrix calculation. Wien's approximation of errors estimation disagreement was established. The better the condition for the Wine approximation is fulfilled, the worse the accuracy of the radiation coefficient measurement compared to the accuracy of the temperature measurement. Appropriate approach for determining temperature and emissivity applying spectrometric methods, which (a) the least number of calculations and (b) results the least statistical error, was proposed. The proposed strategy consists of three steps: (1) the temperature of the radiating body is found by the Wien approximation, T_W. (2) The obtained value T_W is passed as an initial approximation for one-dimensional "hybrid" minimization. Minimization is carried out by one of the numerical methods of one-dimensional minimization. As a result, the values of ε_0 and T_0 are found at with the sum of the squared deviations S_0 reaches a minimum. (3) Measurement errors are estimated using the covariance matrix method.

REMOTE TEMPERATURE MEASUREMENT, REMOTE EMISSIVITY MEASUREMENT, REMOTE TEMPERATURE MEASUREMENT ERRORS, REMOTE EMISSIVITY MEASUREMENT ERRORS, LEAST SQUARES METHOD

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 533.6.011.8; 537.533; 539.196; 543.421

Дубровин К.А., Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В.

Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
Россия, 630090, Новосибирск, Пирогова ул., 2, E-mail: akdubr@gmail.com

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРЕЖЕННЫХ КЛАСТИРОВАННЫХ ПОТОКОВ

АННОТАЦИЯ

В настоящем докладе представлены результаты применения электронно-пучковой диагностики для изучения процессов в бурно развивающемся направлении формирования Ван-дер-Ваальсовых кластеров при истечении сверхзвуковых недорасширенных газовых потоков. На основании полученных результатов проиллюстрированы возможности измерения размеров и структурного своеобразия таких потоков на основе метода визуализации, а также обсуждены особенности газовой динамики и молекулярной кинетики кластированных потоков, обнаруженные в процессе данного исследования.

ВАКУУМ, ГАЗОДИНАМИКА, СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ, ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК, КЛАСТЕРЫ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов, протекающих в сверхзвуковых потоках, расширяющихся из сопел различных конфигураций, является актуальной задачей в различных областях науки и техники. В настоящее время известно значительное число методик, применимых для исследований истечения газов: теневые и шлирен-методы, датчики полного давления, тензометрия, PIV, электроразрядное трассирование потока, ЛДА, СКР, ЛИФ, КАРС и др. Однако большинство из известных методик применимо в условиях истечения в атмосферу высокого давления, в то время как проведение измерений при истечении в вакуум или сильно разреженное пространство затруднено ввиду низкой плотности частиц и большого её градиента вниз по расширяющемуся потоку. Важным требованием является также неинвазивность методики: используемая в измерениях диагностическая техника не должна вносить искажения в поток. Данным требованиям в основном удовлетворяет диагностика, основанная на регистрации излучения частиц газового потока.

В модельных экспериментах, проводимых на лабораторных установках, практически невозможно воспроизвести процессы высокотемпературного сверхзвукового течения газов и газовых смесей, тогда как исследуемые потоки комнатной температуры не обладают собственным свечением. Ввиду низкой плотности и малости сечения столкновения между фотонами и частицами струи, использование современных лазерных методик для диагностики разреженных потоков затруднительно. Наиболее применимым для достижения поставленной цели оказывается использование электронного разряда.

В результате взаимодействия с электронами может образоваться возбужденная нейтральная или кратно ионизованная и возбужденная частица потока, в последующем испускающая квант света:

$$\mathrm{A}+e\rightarrow \mathrm{A}^{*}+e,$$
$$\mathrm{A}^{*}\rightarrow \mathrm{A}+\gamma,$$
$$\mathrm{A}^{*}\rightarrow \mathrm{A}^{*\prime}+\gamma;$$
$$\mathrm{A}+e\rightarrow \left(\mathrm{A}^{+}\right)^{*}+2e,$$
$$\left(\mathrm{A}^{+}\right)^{*}\rightarrow \mathrm{A}^{+}+\gamma,$$
$$\left(\mathrm{A}^{+}\right)^{*}\rightarrow \left(\mathrm{A}^{+}\right)^{*\prime}+\gamma.$$

Регистрация и анализ продуктов эмиссии (излучения) позволяет определить многие свойства частицы до инициации возбуждения, если предположить, что путь процесса возбуждения-излучения известен. Метод исследования газовых потоков посредством электрического разряда, предложенный в 1930 годах в работах О.Г. Лангстрота [1], сэра Дж.Дж. Томсона [2], Н.Ф. Мотта, Х.С.В. Мэсси [3] и других авторов, был развит, усовершенствован и введён в активное использование во второй половине прошлого столетия. Значительную роль в развитии метода сыграли исследования, проводимые в ИТ СО РАН коллективом под руководством академика А.К. Реброва [4-7], а также другими авторами, в том числе Е.П. Мюнцем [8-11], Дж.А. Смитом и Дж.Ф. Дрисколлом [12], Л.А. Гохбергом [13], М. Беланом [14], А.К. Мохамедом [15] и др. Электронно-пучковая диагностика широко используется при экспериментальном изучении газодинамики сверхзвуковых струй [6, 10-13] и релаксационных процессов в различных газовых объектах [16-17].

Падение температуры при сохранении достаточного числа столкновений в сверхзвуковом потоке обеспечивает условия кластерообразования и интенсивной конденсации. Поэтому сверхзвуковые струи оказались чрезвычайно удобным и преимущественно применяемым способом получения кластеров нужного размера. Кластеры, объединенные слабыми силами Ван-дер-Ваальса, обладают уникальными свойствами, что нашло своё отражение в фундаментальных исследованиях и прикладных применениях в различных технологиях: фуллерены, фуллериты, фуллереноподобные частицы и области их применения [18]; тонкопленочные покрытия с новыми свойствами, сформированные в кластерных потоках [19]; травление подложек, имплантация атомов на малые глубины [20]; субнанометровая полировка поверхностей твердых тел [21]; внутрикластерный энергообмен, в том числе инверсная заселенность отдельных уровней [22]; химические реакции в кластерах или с их участием [23] и др.

В ходе исследований процесса кластерообразования О.Хагеной [24] была получена эмпирическая модель, связывающая средний размер формируемых в потоке кластеров ⟨S⟩ с начальными параметрами его истечения из сопла:

$$\langle S\rangle = a\left(\frac{\Gamma^{*}}{1000}\right)^{b}, \qquad (1)$$

где a, b– численные постоянные коэффициенты, $\Gamma^{*}=kP_0 d_{eq}{}^{q}T_0{}^{sq-i}$ – безразмерный параметр Хагены, $d_{eq} = c\cdot d_{*}/\mathrm{tg}\alpha$ – эквивалентный диаметр сопла, k, c, q, s, $i = \gamma/(\gamma\text{-}1)$ – численные коэффициенты, зависящие от сорта газа. Данная модель в дальнейших исследованиях получила корректирующие поправки [25-27], однако сохранила общий вид, что позволяет пользоваться ей и сегодня.

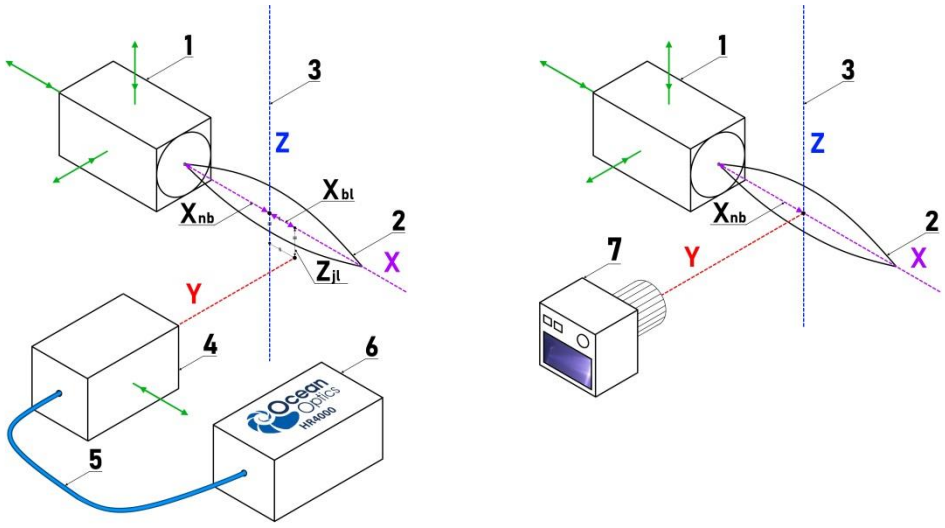
Следует отметить, что, согласно исследованиям [28-29], доля конденсата в потоке с развитием конденсации увеличивается до предельного значения (~30%) и остаётся постоянной

при дальнейшем росте кластеров в размерах. Исходя из этого, основной фракцией частиц в потоке при развитой конденсации являются тем не менее мономерные частицы (атомы или молекулы), как и в потоках без конденсированной фазы.

В то время как процесс истечения корпускулярных потоков, состоящих из одиночных атомов или молекул, исследуется в середины прошлого столетия [4-7, 30-31], влиянию процесса конденсации на сверхзвуковое истечение газа из сопла было уделено недостаточно внимания. В настоящей работе представлены некоторые результаты применения электронно-пучковой диагностики для изучения процессов в бурно развивающемся направлении формирования Ван-дер-Ваальсовых кластеров при истечении сверхзвуковых недорасширенных газовых потоков.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

Исследования проводились на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета. Подробное описание стенда приведено в [32]. Схематичные изображения оптических трактов представлены на рис. 1.



(а) (б)

Рис. 1. Принципиальная схема измерительного участка газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 [32] для спектральных измерений (а) и фото-визуализации (б). 1 – форкамера сопла, 2 - сверхзвуковой поток газа, 3 – пучок электронов, 4 – кварцевая короткофокусная линза в изолированном боксе, 5 – волновод, 6 – спектрометр Ocean Optics USB4000, 7 – камера Nikon D7200 или PCO Panda 4.2 bi UV, ↔↕ – доступные направления перемещения, X_{nb} – расстояние вдоль оси струи **x** между срезом сопла и осью электронного пучка **z** (nozzle – beam), X_{bl} – расстояние вдоль оси **x** между осью электронного пучка **z** и оптической осью **y** (beam-localization), $X_{nl} = X_{nb} + X_{bl} =$ – расстояние вдоль оси **x** между срезом сопла и оптической осью **y**, Z_{jl} – расстояние вдоль оси электронного пучка **z** между осью струи **x** и оптической осью **y** (jet-localization)

Стенд ЛЭМПУС-2 представляет собой вакуумную камеру, оснащенную комплексом вакуумных откачных средств: форвакуумных безмасляных, высоковакуумных турбомолекулярных и гелиевых криогенных насосов, обеспечивающих компенсацию расхода газа через сопло при выборе давления в фоновом пространстве в диапазоне 10^{-4} – 10^{2} Па. Внутри основного вакуумного объема диаметром 0,7 м и длиной 1,2 м размещается форкамера (1) с соплом выбранной конфигурации. Процесс возбуждения и ионизации нейтральных частиц газового потока (2) осуществляется с помощью высоковольтного, хорошо сфокусированного электронного пучка (3). Возбужденное излучение из локального объема через оптическое окно вакуумной камеры с помощью кварцевой линзы (4) и волновода (5)

собирается на входную щель спектрального прибора Ocean Optics USB4000 (6) с разрешающей способностью ~ 1 нм. Локализация регистрируемого участка исследуемого газового объекта, обусловленная размером щели спектрометра (0,2-0,6 мм), сечением волновода (0,4-0,6 мм) и диаметром сфокусированного пучка электронов (менее 1 мм), с учётом коэффициента увеличения изображения, не превышает 1 мм^3.

Наличие координатного механизма перемещения соплового блока (1), а вместе с ним – и истекающей через сопло сверхзвуковой струи (2) позволяет смещать локализацию измерений в разные области газового объекта. Координатный механизм линзы (4) позволяет дополнительно смещать локализацию измерений относительно электронного пучка в пределах размера оптического окна (рис. 1а). Возможность независимого перемещения не только газового объекта, но и регистрирующей оптической системы относительно неподвижного электронного пучка позволяет проводить измерения в различных режимах изменения параметров.

Замена спектрального комплекса (4)-(6) (рис. 1а) на фотокамеру Nikon D7200 или УФ-камеру PCO Panda 4.2 bi UV (7) (рис. 1б) обеспечивает возможность регистрировать визуализированные картины истечения. Координатный механизм форкамеры сопла позволяет зафиксировать точку пересечения оптической оси **y** и оси газового объекта **x** (Z_{jl} = 0) для исключения оптического искажения регистрируемого изображения по оси **z** (рис. 1б).

Для измерения давления газа окружающего пространства P_∞ в вакуумной камере установлены вакуумметры Agilent Technologies CDG-500 (диапазон измерений 0,0133 – 133,32 Па, погрешность измерений ~ 0,25%) и Helix Technology Micro-Ion Plus (диапазон измерений 10^{-2} – 10^{-4} Па, погрешность измерений < 10-15%). Давление в форкамере сопла P_0 (давление торможения) задается в диапазоне 3 – 1000 кПа и измеряется с помощью мембранного датчика абсолютного давления Siemens Sitrans P7MF1564 (погрешность измерений < 0.3%). Для измерения температур торможения T_0 и газа в фоновом пространстве T_∞ стенд оборудован термометрами (погрешность измерений ~ 0,1%), установленными на форкамере сопла и на стенке экспериментального стенда, соответственно. Измерения тока пучка электронов производится в двух точках: на выходе из электронной пушки (задаваемый ток электронов) и на коллекторе, расположенном на дне вакуумной камеры (ток электронов, прошедших через газовый объект).

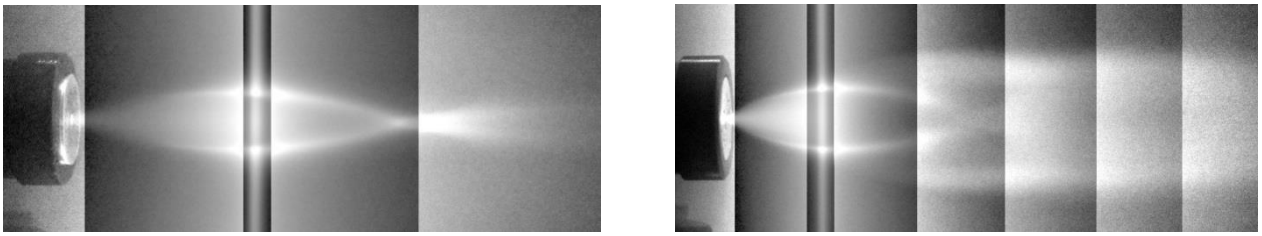
Установленная в камере расширения система дополнительного натекания обеспечивает возможность изменения давления и состава фонового газа за счёт добавления к остаточному рабочему газу струи любого иного газа. Контроль над процентным соотношением газов в фоновом пространстве осуществлялся с помощью квадрупольного анализатора ExtorrXT-300M (0 – 300 а.е.м., погрешность измерений < 1-2%) с собственной системой откачки.

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКОВ

Ввиду наличия рассеяния сфокусированного пучка электронов на фоновых частицах, незначительного отклонения электронов пучка и дрейфа вторичных электронов к заземленному соплу, а также присутствия долгоживущих уровней возбужденных атомов и молекул (исходя из [33], времена жизни возбужденных атомов могут достигать нескольких десятков секунд, что при средней скорости частиц потока >500 м/с оказывается достаточным для отображения структурных элементов потока за пределами возбуждающего электронного пучка), излучение наблюдается как вверх, так и вниз по потоку. Регистрация визуализированной картины течения позволяет качественно анализировать зоны резкого перепада плотности, исследовать форму и структуру потока [34], наблюдать за кинетическими процессами энергообмена, протекающими в сверхзвуковом потоке [35].

На рис. 2 представлены визуализации истечений аргона из сверхзвуковых сопел в условиях малой (а) и развитой (б) конденсации. Полученные фотографии отредактированы в виде, обеспечивающем возможность представления на общем кадре отдельных участков струй, отличающихся значительным перепадом интенсивности свечения. При истечении из

сверхзвуковых сопел в исследованных режимах наблюдается веретенообразная недорасширенная струя с Х-образной конфигурацией в области смыкания боковых висячих скачков. Форму потока на рис. 2а можно назвать «традиционной», т.к. она зафиксирована в работах многих исследователей [4, 6, 30-31], а также является характерной для различных условий. В то же время в режиме с развитой конденсацией (рис. 2б) помимо «традиционной» струи наблюдается внешний поток, обладающий схожей формой, но со значительно бóльшими размерами, сложной структурой и слабозатухающим свечением при возбуждении излучения электронным разрядом.



(а) (б)

Рис. 2. Визуализация потоков аргона с помощью электронного пучка. Начальные параметры: (а) – сверхзвуковое коническое сопло, $d_* = 1{,}0$ мм – диаметр критического сечения сопла, $P_0 = 35$ кПа, $T_0 = 298{,}3$ К, $P_\infty = 2{,}68$ Па, $\langle S \rangle \sim 50$; (б) – сверхзвуковое коническое сопло, $d_* = 0{,}24$ мм, $P_0 = 680$ кПа, $T_0 = 303{,}4$ К, $P_\infty = 6{,}0$ Па, $\langle S \rangle \sim 3200$

Установлено, что данный поток не наблюдается за звуковыми соплами большого диаметра, при малых давлениях торможения, а также в потоках слабо конденсирующихся газов [36]. Нами было выдвинуто предположение, что этот поток образуется в результате способности кластеров, обладающих большим импульсом, преодолеть висячие скачки уплотнения «традиционной» струи. Это предположение нашло также подтверждение в [37]. Данное течение зависит от процессов, происходящих в начальной струе, и ими порождается, ввиду чего в работе [38] оно получило название «кластерный след».

В работе [34] описана методика измерения радиуса формируемых сверхзвуковых потоков в максимальном сечении при помощи электронно-пучковой визуализации, которая позволила проанализировать влияние процесса конденсации на размеры «традиционной» недорасширенной струи. В работе [31] на основе [6, 30] была представлена модель для описания диаметра максимального сечения струи:

$$r_m / r_a = k\sqrt{\bar{F}}\, tg\theta_+ \text{ [31]}, \qquad (2)$$

где k – постоянный численный коэффициент, $\bar{F}$ – степень расширения сопла по площади, θ_+ – характерный угол расширения струи. Данная модель была получена для потоков без конденсации. Техническое оснащение газодинамического стенда ЛЭМПУС-2 позволило провести независимые серии измерения радиуса сверхзвуковой струи при вариации одного из начальных параметров истечения (P_∞, P_0, T_0) и поддержанием других постоянными. Это позволило установить [34], что при развитии процесса конденсации в потоке коэффициент k, постоянный в отсутствие конденсации или в отсутствие её изменения (например, при вариации P_∞), возрастает с ростом давления P_0 и уменьшением температуры T_0, следовательно, с ростом размера кластеров и доли конденсата. На рис. 3 представлено изменение коэффициента k в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$ (1), полученное для различных сверхзвуковых конических сопел.

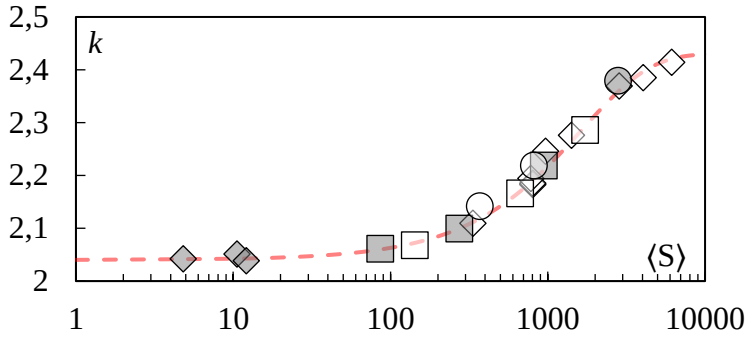


Рис. 3. Изменение численного коэффициента k для «традиционной» струи (2) в проведенных сериях измерений для различных сверхзвуковых сопел в зависимости от среднего размера кластеров $\langle S \rangle$ в потоке

Полученные экспериментальные точки образуют монотонно возрастающую от начального значения зависимость, имеющую значение насыщения. Нижний предел определяется постоянным коэффициентом в условиях отсутствия конденсации [30-31], а верхний, по-видимому, – ограничением доли конденсата в струе, а также пределом эффективности рассеяния мономерного фона на кластерных частицах при стремлении соотношения их масс к бесконечности. Область изменения коэффициента k может быть определена в диапазоне размеров кластеров, достижимых в настоящем исследовании, $330 < \langle S \rangle < 6200$ част./кл. На основе полученных данных зависимость (2) в условиях развитой конденсации можно представить в виде:

$$r_m / r_a = k(\langle S \rangle)\sqrt{\frac{N}{F}}tg\theta_+, \quad k(\langle S \rangle) = k^{\min} + \Delta k \cdot (1 - e^{-\frac{\langle S \rangle}{q}}), \tag{3}$$

где $k^{\min} = 2{,}05$ – значение численного коэффициента k в отсутствие конденсации ($\langle S \rangle = 1$), $k^{\max} = 2{,}45$ – максимальное значение коэффициента k в кластированном потоке при $\langle S \rangle \to \infty$; $\Delta k = k^{\max} - k^{\min}$; $q = 1650$ – постоянный численный коэффициент.

Следует заметить, что выборка данных в настоящем исследовании невелика, что обусловлено имеющимся набором сверхзвуковых сопел, а обоснованность модели доказана лишь в ограниченном диапазоне температур торможения, геометрических размеров и формы сверхзвуковых сопел и только для одного газа - аргона, ввиду чего предложенную поправку нельзя считать полностью верифицированной. В то же время, можно с достаточной степенью достоверности утверждать, что в присутствие конденсации модели [30] и [31] могут быть использованы для описания размеров формируемых потоков лишь при введении предлагаемой поправки.

ИНИЦИИРОВАННОЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ИЗЛУЧЕНИЕ

Интенсивности излучения возбужденных электронным пучком частиц потока I соотносится с численной плотностью излучающих центров n в соответствии с моделью, предложенной в [39]:

$$I = C \cdot h \cdot c \cdot \nu_{jk} \cdot A_{jk} \cdot n_j, \tag{4}$$

где $n_j = i_0 \cdot n \cdot \sigma_{0j}$ – заселенность частиц в верхнем возбужденном состоянии, c – скорость света, C – постоянная приборная константа, h – постоянная Планка, ν_{jk} – частота перехода, A_{jk} – вероятность спонтанного перехода, i_0 – ток пучка электронов, σ_{0j} – сечение возбуждения верхнего состояния, n – плотность частиц. В свою очередь заселенность верхнего возбужденного состояния определяется в виде:

Пример спектра аргона, зарегистрированного на оси кластированного потока в области возбуждения излучения (X_{nb} = 48 мм, X_{bl} = 0 мм, Z_{jl} = 0 мм) представлен на рис. 4. Различным цветом выделены использованные в исследовании спектральные линии аргона, табулированные характеристики которых приведены в [40]. Интенсивность излучения (4) определялась по амплитуде зарегистрированного сигнала.

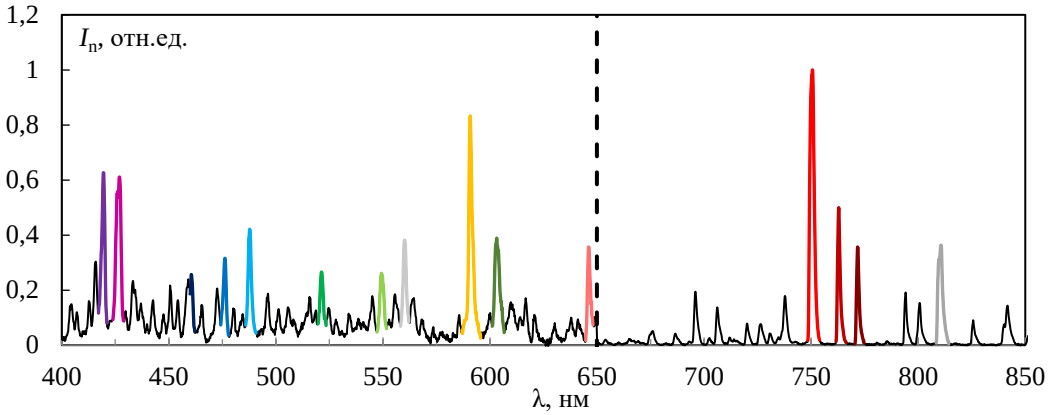


Рис. 4. Нормированный спектр излучения, зарегистрированный в потоке аргона (сверхзвуковое сопло, d_* = 0,26 мм, P_0 = 0,6 МПа, T_0 = 308,6 К, P_∞ = 4,65 Па, X_{nb} = 48 мм, X_{bl} = 0 мм, Z_{jl} = 0 мм) при инициации излучения электронным пучком

При проведении спектральных измерений в кластированном потоке аргона было установлено, что в исследуемом диапазоне длин волн (280-900 нм) приборы не регистрируют излучения частиц «кластерного следа» в области непосредственного возбуждения потока (на электронном пучке, X_{bl} = 0 мм) на любом расстоянии от среза сопла (рис. 5а).

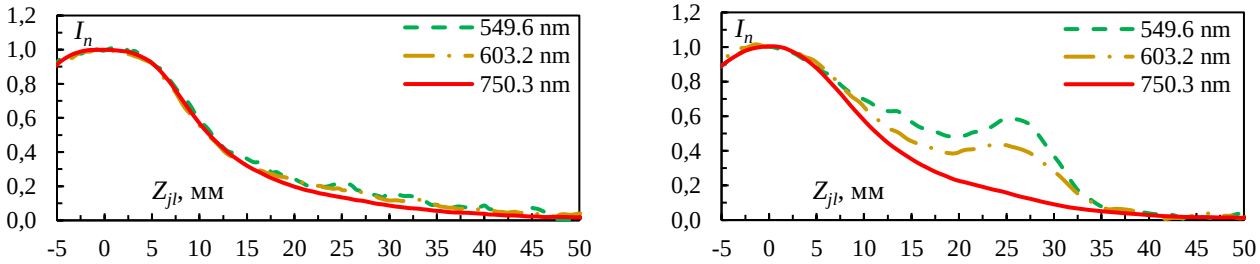


Рис. 5. Сравнение поперечных профилей нормированной интенсивности излучения I_n, зарегистрированных в потоке аргона при инициации излучения электронным разрядом непосредственно в области пучка X_{bl} = 0 мм (а) и вне его X_{bl} = 5 мм (б). Начальные параметры: сверхзвуковое сопло, d_* = 0,26 мм, P_0 = 0,6 МПа, T_0 = 308,6 К, P_∞ = 4,10 Па, X_{nb} = 136,5 мм, X_{bl} = 0 (а) и 5 (б) мм

При этом данное излучение удалось обнаружить при смещении области измерений вниз по потоку на 5 мм и более (рис. 5б). Это означает, что излучение в области «кластерного следа» происходит с задержкой по времени [41]. Также было обнаружено, что излучение в «следе» наблюдается лишь на отдельных линиях аргона (рис. 5б), расположенных преимущественно в жёлто-зелёном части спектра, что согласуется с обнаруженным ранее эффектом аномального усиления излучения, инициированного в кластированных потоках [22].

Для уточнения условий возникновения свечения в «кластерном следе» были проведены измерения среднего времени жизни частиц потока в возбужденном состоянии τ. За время жизни в возбужденном состоянии принимается значение времени, за которое инициированное излучение ослабевает в $e \approx 2{,}718$ раз. Полученные данные разделились на две группы с заметным различием в значениях τ. Оказалось, что возбужденные частицы, испускающие излучение на длинах волн, на которых присутствие «кластерного следа» наиболее заметно

(жёлто-зелёная область спектра), в кластированном потоке имеют значительно большие времена жизни в возбужденном состоянии.

Как было установлено в [35], эффект свечения «кластерного следа» не наблюдается в отсутствие фонового газа, ввиду чего представляет интерес проверка роли состава фонового газа на инициацию свечения. Результаты регистрации свечения «кластерного следа» при истечении аргона в атмосферу различного состава приведены на рис. 6. Здесь представлены визуализации потока аргона с идентичными начальными параметрами истечения при добавлении в фоновый газ (аргон) примеси азота (б), гелия (в), диоксида углерода (г), кислорода (д) и метана (е) в сравнении с истечением в атмосферу, состоящую исключительно из остаточного рабочего газа, аргона (а).

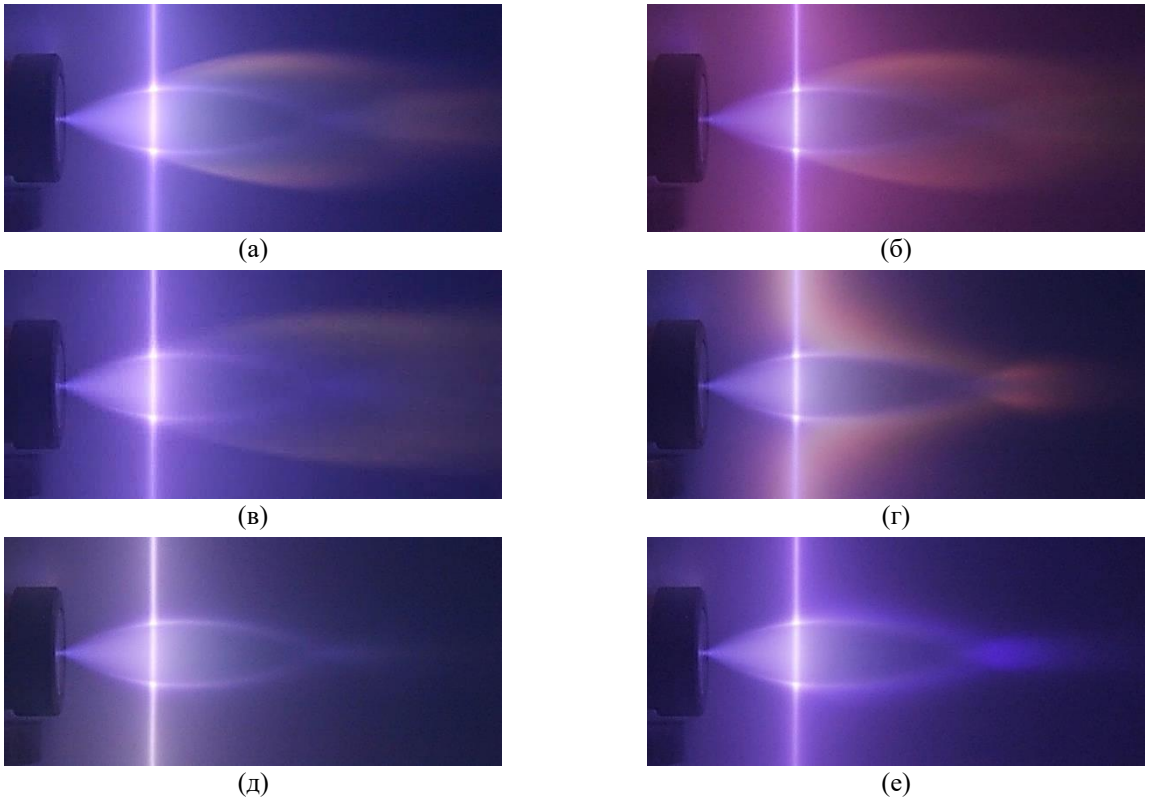


Рис.6. Визуализация сверхзвукового потока аргона в условиях образования «кластерного следа» при истечении в атмосферу различного состава: (а) – 100% Ar, (б) – 81,2% Ar и 19,8% N_2, (в) – 79,5 % Ar и 20,5% He, (г) – 79,8% Ar и 20,2% CO_2, (д) – 79% Ar и 21% O_2, (е) – 78,7% Ar и 21,3% CH_4. Начальные параметры: сверхзвуковое сопло, $d_* = 0{,}26$ мм, $P_0 = 600$ кПа, $P_\infty = 4{,}7$ Па, $T_0 = 320{,}1$ K, $\langle S \rangle \sim 3000$, $X_{nb} = 35$ мм

Как видно из приведенных результатов, присутствие примеси разного состава приводит не только к изменению цвета и интенсивности свечения следа при добавлении в фоновый газ азота или гелия, но и, в случаях с примесью CO_2, кислорода и метана, к исчезновению свечения кластерного следа в видимом спектральном диапазоне. Наиболее неожиданно выглядит струя в случае примеси CO_2, когда свечение, возбуждаемое электронным пучком при прохождении через фоновый газ, не только наиболее интенсивное, но и смещается вниз по потоку в зоне, где должен присутствовать «кластерный след». Объяснение данного эффекта пока не найдено. Однако, исходя из совокупности спектральных измерений и визуализации, можно сделать вывод, что состав атмосферы, окружающей истекающий поток, имеет непосредственное влияние на излучение частиц «кластерного следа. Данный эффект косвенно подтверждает предположение [36] о стадийном процессе передачи энергии в потоке от летящих возбужденных кластеров к частицам фонового окружения.

Скорость возбуждения фоновой частицы в этом случае пропорциональна плотности фонового газа и кластеров, а также вероятности энергообмена (наличия подходящего энергетического уровня для передачи энергии). Поскольку интенсивность свечения

«кластерного следа» слабо зависит от положения электронного пучка, можно предполагать, что среднее время жизни возбужденного состояния кластера достаточно большое для преодоления кластером расстояния до области свечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примерах продемонстрированы возможности применения на малогабаритной экспериментальной установке Новосибирского государственного университета метода электронно-пучковой диагностики сверхзвуковых потоков, истекающих из сопел различных конфигурации в разреженное пространство. Проиллюстрированы возможности измерения размеров и структурного своеобразия таких потоков на основе метода визуализации, а также обсуждены особенности газовой динамики и молекулярной кинетики кластированных потоков. Имеющееся оборудование и разработанные методики могут быть использованы для моделирования процессов при разработке авиационно-космических систем нового поколения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Прикладная физика» НГУ при финансовой поддержке РНФ (№ 22-11-00080).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Langstroth G.O.** The excitation of band systems by electron-impact // Proc. R. Soc. Lond. Set. A. 1934. V. 146. P. 166.
2. **Thomson Sir J.J.** Conduction of Electricity Through Gases. V. 11. London: Cambridge University Press. London, 1933. 600 p.
3. **Mott N.F., Massey H.S.W.** The Theory of Atomic Collisions. 3rd Edn. Clarendon Press. London, 1965.
4. **Бочкарев А.А., Косинов В.А., Приходько В.Г., Ребров А.К.** Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме // ПМТФ. 1970. № 5. С. 158-163.
5. **Ребров А.К., Чекмарев С.Ф., Шарафутдинов Р.Г.** Влияние разреженности на структуру свободной струи азота // ПМТФ. 1971. № 1. С. 136-141.
6. **Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г.** О структуре высоконапорных струй низкой плотности за сверхзвуковым соплом // ПМТФ. 1975. № 2. С. 42-52.
7. **Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г.** Измерения параметров газового потока с помощью электронного пучка // Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР. 1974. С. 98–137.
8. **Muntz E.P.** Static Temperature Measurements in a Flowing Gas // The Physics of Fluids. 1962. V. 5. P. 80.
9. **Muntz E.P., Abel S.J., Muguire B.L.** The electron beam fluorescence probe in experimental gas dynamics // IEEE Transactions on Aerospace. 1965. V. AS-3. № 2. P. 210-222.
10. **Muntz E.P.** Molecular Velocity Distribution-Function Measurements in a Flowing Gas // The Physics of Fluids. 1968. V. 11. P. 64.
11. **Muntz E.P.** Rarefied Gas Dynamics // Ann. Rev. Fluid Mech. 1989. V. 21. P. 387-417.
12. **Smith J.A., Driscoll J.F.** The electron-beam fluorescence technique for measurements in hypersonic turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. V. 72. № 4. P. 695-719.
13. **Gochberg L.A.** Elecron beam fluorescence methods in hypersonic aerothermodynamics // Prog. Aerospace Sci. 1997. V. 33. P. 431-480.
14. **Belan M., De Ponte S., Tordella D.** Determination of density and concentration from fluorescent images of a gas flow // Exp Fluids. 2008. V.45. P. 501–511.

15. **Mohamed A.K., Bonnet J., Larigaldie S., Pot T., Soutadé J., Diop B.** Electron Beam Fluorescence in Hypersonic Facilities // Journal AerospaceLab. 2009. Iss. 1. P. 1-9.
16. **Belikov A. E., Karelov N. V., Sharafutdinov R. G., Zarvin A. E.** Rotational relaxation in high temperature jets of nitrogen // Rarefied gas dynamics: Proc. of the 13th Intern. symp. Novosibirsk. July, 1982. N. Y.: Plenum Press. 1985. V. 2. P. 839–848.
17. **Heinrich P., Stuhl F.** Temperature dependent quenching of CH(A2Δ), NH(A3Π), NH(C1Π), and PH(A3Π) by H2 // Chem. Phys. 1995. V. 199. P. 297–304.
18. **Rietmeijer F.J.M.** Natural Fullerenes and Related Structures of Elemental Carbon // eBook Springer The Netherlands. V. 6. P. 295.
19. **Popok V.N.** Energetic cluster ion beams: Modification of surfaces and shallow layers // Mater. Sci. Eng. R. 2011. V. 72. P. 137-57.
20. **Toyoda N., Yamada I.** Advancement of Gas Cluster Ion Beam Processes for Chemically Enhanced Surface Modification and Etching // Physics Procedia. 2015. V. 66. P. 556-60.
21. **Andreev A.A., Chernysh V.S., Ermakov Y.A., Ieshkin A.E.** Design and investigation of gas cluster ion accelerator // Vacuum. 2013. V. 91. P. 47-53.
22. **Zarvin, A.E., Madirbaev, V.Z., Dubrovin, K.A., Kalyada, V.V.** On the mechanism of ionic-cluster excitation of argon levels in molecular gas mixtures // Plasma Chem Plasma Process. 2022. V. 42. P. 247–265.
23. **Zhang M., Yang T., Wang Z., Ma X.-F., Zhang Y., Greer S.M., Stoian S.A., Ouyang Z.-W., Nojiri H., Kurmoo M., Zeng M.-H.** Chemical reaction within a compact non-porous crystal containing molecular clusters without the loss of crystallinity // Chem. Sci. 2017. V. 8. P. 5356–5361.
24. **Hagena O.** Condensation in Free Jets: Comparison of Rare Gases and Metals // Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters. 1987. V. 4. P. 291-299.
25. **Buck U., Krohne R.** Cluster size determination from diffractive He atom scattering // J. Chem. Phys. 1996. V. 105. P. 5408.
26. **Bobbert C., Schütte S., Steinbach C., Buck U.** Fragmentation and reliable size distributions of large ammonia and water clusters // Eur. Phys. J.D. 2002. V. 19. P. 183-192.
27. **Harnes J., Winkler M., Lindblad A., Sæthre L.J., Børve K.J.** Size of free neutral CO2 clusters from carbon 1s ionization energies // J. Chem. Phys. 2011. V. 115. № 38. P. 10408-10415.
28. **Skovorodko P.A.** About the Nature of the Recirculation Zone Behind a Mach Disk in an Underexpanded Jet // AIP Conference Proceedings. 2011. V. 1333. P. 601-606.
29. **Korobeishchikov N.G., Skovorodko P.A., et al.** Experimental and numerical study of high intensity argon cluster beams // AIP Conference Proceedings. 2014. V. 1628. P. 885–892.
30. **Ashkenas H.Z., Sherman F.S.** The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels // Rarefied Gas Dynamics, Proceedings of the 4th RGD Symposium (Academic Press, New York). 1966. V. 2. P. 84.
31. **Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н.** Истечение струй идеального и реальных газов из осесимметричных сопел. Вопросы подобия 2. Истечение в затопленное пространство // ФХКГД. 2012. Т.13. № 2. С. 1-26.
32. **Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., et al.** Condensable Supersonic Jet Facility for Analyses of Transient Low-Temperature Gas Kinetics and Plasma Chemistry of Hydrocarbons // IEEE Trans. Pl. Sci. 2017. V. 45. P. 819–827.
33. **Радциг А.А., Смирнов Б.М.** Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М. Энергоатомиздат. 1986. 343 с.
34. **Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S.** Influence of the outflow initial parameters on the transverse dimensions of underxpanded argon jets in presence of condensation // Vacuum. 2023. V. 207. P. 111651.
35. **Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Khudozhitkov V.E., Yaskin A.S.** Investigation of the flow structure on a miniature gas-dynamic setup: Identification of the secondary flow in a clustered supersonic jet escaping into a rarefied space // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2018. V. 59. № 5. P. 809-817.

36. **Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Kalyada V.V., Yaskin A.S.** Causes of the glow of the anomalous secondary flow in supersonic clustered jets excited by a high-voltage electron beam // Technical Physics Letters. 2020. V. 46. № 4. P. 337–340.
37. **Новопашин С.А., Перепелкин А.Л., Ярыгин В.Н.** Взаимодействие кластеров CO2 с диском Маха // Сб. трудов. Физика кластеров. Новосибирск. 1987. С. 169-172.
38. **Зарвин А.Е., Яскин А.С., Каляда В.В., Ездин Б.С.** О структуре сверхзвуковой струи в условиях развитой конденсации // ПЖТФ. 2015. Т. 41. № 22. С. 74-81.
39. **Muntz E.P., Marsden D.J.** Electronexcitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flow // Rarefied Gas Dynamics, Academic Press. 1963. V. 2. P. 495.
40. **Kazakov V.V., Kazakov V.G., Kovalev V.S., Meshkov O.I., Yatsenko A.S.** Electronic structure of atoms: atomic spectroscopy information system // Physica Scripta. 2017. V. 92. P. 105002.
41. **Haberland H.** A model for the processes happening in a rare-gas cluster after ionization // Surface Science. 1985. V. 156. № 1. P. 305-312.

Dubrovin K.A., Zarvin A.E., Yaskin A.S., Kalyada V.V.

Novosibirsk State University, Russia, 630090, Novosibirsk, Pirogova st., 2,
E-mail: akdubr@gmail.com

USE OF ELECTRON-BEAM DIAGNOSIS TO STUDY RAREFIED CLASTERED FLOWS

ANNOTATION

This report presents the results of using electron-beam diagnostics to study processes in the rapidly developing direction of the formation of van der Waals clusters during the outflow of supersonic underexpanded gas flows. Based on the results obtained, the possibilities of measuring the size and structural originality of such flows based on the visualization method are illustrated, and the features of gas dynamics and molecular kinetics of clustered flows discovered in the course of this study are discussed.

VACUUM, GAS DYNAMICS, SUPERSONIC FLOW, FLOW VIZUALIZATION, ELECTRON BEAM

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.233.43

Мантрова Ю.В., Зинин П.В., Гришаев П.А., Булатов К.М.

ФГБУН Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: mantrovayv@gmail.com

ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИНОМИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Одной из основных проблем в измерении коэффициента теплового излучения является высокая погрешность результатов. Это связано с тем, что коэффициент излучения входит в уравнение Планка как линейный параметр, в то время как температурная зависимость имеет экспоненциальный характер, и, соответственно, имеет большое влияние на поведение кривой теплового излучения. Более того величина коэффициента теплового излучения зависит от многих факторов, таких как состояние поверхности, диапазон длин волн, количество отсчётов в экспериментах и т д.

В данной работе представлен переход от линейной модели математической регрессии в измерениях коэффициента теплового излучения, работающей с излучением «серого тела», подразумевающим независимость коэффициента теплового излучения от длины волны к полиномиальной регрессии, которая применяется при математическом представлении более сложных моделей. В случае с коэффициентом теплового излучения, полиномиальная модель даёт возможность учитывать в обработке данных зависимость коэффициента от длины волны. Учёт влияния длины волны может позволить уменьшить погрешность измерений коэффициента теплового излучения за счёт построения более точной математической модели.

КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ЛАЗЕРНЫЙ НАГРЕВ, ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР, ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА, ПОЛИНОМИАЛЬНАЯ РЕГРЕССИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Измерение коэффициента излучения при высоких температурах необходимо для понимания многих физических явлений, в том числе теплообмена в центре Земли, процессов в диффузионном пламени, получения солнечных элементов с низким коэффициентом излучения, изоляции и энергосбережения зданий и т.д. является единственным экспериментальным инструментом, способным создавать экстремальные температуры, и широко используется в исследованиях по материаловедению и геофизике [1]. Излучательная способность материала описывает способность поверхности материала излучать излучение на определенной длине волны по сравнению с излучением черного тела [2]. Спектральное дистанционное измерение температуры дифракционными спектрометрами является хорошо разработанным методом [2], и в настоящее время возможно измерение распределения

температуры с помощью акустооптической видеоспектрометрии [3] или мультиспектральных камер [4]. Почти во всех случаях реальные материалы нельзя рассматривать как излучатели абсолютно черного тела. Отношение спектральной яркости, излучаемой материалом, к яркости, излучаемой излучателем идеального черного тела при той же температуре, называется коэффициентом излучения. Коэффициент излучения зависит от температуры и длины волны: ε(λ,T). Экспериментальные спектры теплового излучения объектов и черного тела часто оказываются похожими. Их связь описывается приближением серого тела ε = const(λ) [2].

К сожалению, простое определение коэффициента излучения не даёт достоверного способа измерения этого параметра [5-8]. Методы измерения спектральной излучательной способности в основном подразделяются на две группы: (а) сравнение спектральных интенсивностей излучения, измеренных от образца и абсолютно черного тела, и (б) пирометрия спектрального излучения [9,10]. Первый метод заключается в сравнении яркости образца с яркостью черного тела, доведенного до той же температуры [5]. Бесконтактные радиометрические методы основаны на сравнении излучения поверхности исследуемых материалов с калибровочным источником (абсолютно черным телом) при одинаковых температурных, геометрических и спектральных условиях [2].

Поскольку измерение коэффициента излучения тесно связано с измерением температуры, методы измерения различаются способами нагревания образцов. Раньше измерение коэффициента излучения было затруднено из-за невозможности получить распределение температуры. К сожалению, распределение коэффициента излучения при лазерном нагреве всё ещё мало изучено. Так же одна из важных причин увеличения статистической ошибки коэффициента теплового излучения с ростом температуры может быть связана с сильной зависимостью коэффициента излучения от длины волны при высокой температуре: $\varepsilon_0(\lambda)$.

В этой статье мы представим переход от линейной модели математической регрессии в измерениях коэффициента теплового излучения, работающей с излучением «серого тела», подразумевающим независимость коэффициента теплового излучения от длины волны к полиномиальной регрессии, которая применяется при математическом представлении более сложных моделей. В случае с коэффициентом теплового излучения, полиномиальная модель даёт возможность учитывать в обработке данных зависимость коэффициента от длины волны. Учёт влияния длины волны может позволить уменьшить погрешность измерений коэффициента теплового излучения за счёт построения более точной математической модели.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Спектр черного тела, функция Планка, имеет следующий вид [11]

$$I(\lambda, T) = L_{BB}(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \quad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – спектральная интенсивность теплового излучения, λ – длина волны, T – температура, а, c_1 и c_2 – физические константы ($c_1 = 2\pi c^2 =$ 3,7814 10^{-16} Вт·м^2, $c_2 = h*c/k$ = 0,01432 м·К). Однако поверхности большинства известных материалов излучают иначе, чем чёрное тело. Различия описываются коэффициентом, называемым коэффициентом излучения $\varepsilon(\lambda, T) \leq 1$, который является индивидуальной характеристикой материалов и поверхностей [10,12]

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{BB}(\lambda, T). \quad (2)$$

Используемый в работе узкий диапазон длин волн (600-800 нм) позволяет работать в рамках модели излучения «серого тела», что подразумевает независимость коэффициента

излучения от длины волны: $\varepsilon(\lambda) = \text{const}$ [2]. Однако, учёт влияния длины волны может позволить уменьшить погрешность измерений коэффициента теплового излучения за счёт построения более точной математической модели. В данной работе мы предполагаем, что коэффициент излучения не зависит от температуры и имеет полиномиальную зависимость от длины волны [8, 13]

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2\lambda_i + \varepsilon_3\lambda_i^2 + \cdots \varepsilon_m\lambda_i^{m-1}. \quad (3)$$

Тогда формулировка метода наименьших квадратов, следующая [14-16]. Необходимо найти значения коэффициента черноты ε_i и температуры T_0 при которых сумма квадратов $S(\varepsilon,T)$

$$S(\varepsilon,T) = \sum_{k=1}^{N}\left[I(\lambda_k) - L_{BB}(\lambda_k, T_{k0})\left(\sum_{i=1}^{m}\varepsilon_i\,\lambda_k^{i-1}\right)\right]^2 \quad (4)$$

имеет минимум. В уравнении (4) $I(\lambda_i)$ – интенсивность теплового излучения, измеренная на длине волны λ_i [13]. В рамках данной работы мы будем рассматривать только полином первого порядка.

Для температур ниже 4000 К уравнение (1) можно упростить без потери точности. Было выяснено [16], что подгонка спектра по методу наименьших квадратов на четырех длинах волн (600 нм, 650 нм, 700 нм и 750 нм) дает оценку температуры с точностью до 5% для температуры менее 7000 К.

$$I(\lambda,T) = \varepsilon c_1\lambda^{-5}\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}}\right)^{-1}. \quad (5)$$

Уравнение (5) называется законом Вина. Определяя нормированную интенсивность $J = \ln(I\lambda^5/c_1)$, закон Вина можно выразить в виде линейного уравнения в $1/T$:

$$J(\lambda,\varepsilon,T) = \ln\varepsilon - \frac{c_2}{\lambda T}. \quad (6)$$

Вычисления, проведенные с экспериментальными данными, выявили два недостатка применения уравнения (4) для нахождения температуры и коэффициента излучения: (а) поиск глобального минимума функции $S(T,\varepsilon)$ требует значительных затрат машинного времени и (б) зависит от правильного выбора начальных параметров значений ε_0 и T_0. При использовании двумерной нелинейной минимизации (4) для нахождения ε_0 и T_0 расчёт распределения температуры образца в области, нагретой излучением лазера, мог занимать часы. Чтобы уменьшить время расчета ε_0 и T_0, в работе [16] была предложена новая процедура поиска минимума функции в методе наименьших квадратов. Она основана на том факте, что коэффициент теплового излучения ε в (5) является линейным параметром. Как следует из теоремы о необходимом условии существования экстремума непрерывной функции, $S(T, \varepsilon)$ имеет минимум при таких значениях T_0 и ε_0, при которых выполняются следующие условия: 1) $\partial S/\partial\varepsilon\,|_{\varepsilon=\varepsilon_0,\ T=T_0} = 0$; 2) $\partial S/\partial T\,|_{\varepsilon=\varepsilon_0, T=T_0} = 0$ [16]. Решение первого уравнения дает значение для ε_0:

$$\varepsilon_0 = \frac{\sum_{i=1}^{N}[I(\lambda_i)\cdot L_{BB}(\lambda_i,T_0)]}{\sum_{i=1}^{N}L_{BB}^2(\lambda_i,T_0)}. \quad (7)$$

Теперь, чтобы получить значение минимума уравнения (4)Б T_0, мы можем использовать уравнение (7). Действительно, подставив выражение (7) в уравнение (4) получаем

$$S(T_l) = \sum_{s=1}^{n} \left(I(\lambda_s) - \frac{\sum_{k=1}^{n} I(\lambda_k) \cdot L_{BB}(\lambda_k, T_l)}{\sum_{k=1}^{n} L_{BB}^2(\lambda_k, T_l)} \cdot L_{BB}(\lambda_s, T_0) \right)^2 . \quad (8)$$

Видно, что функция $S(T)$ в выражении (8) зависит только от одного параметра – температуры. Это означает, что описанная выше процедура, сводит двумерную нелинейную минимизацию функции (4) к одномерному поиску (1-D) минимума функции (8).

Теперь применим описанную технику для коэффициента теплового излучения, имеющего зависимость от длины волны в виде полинома первого порядка:

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 \lambda \quad (9)$$

Тогда сумма квадратов отклонений (4) будет иметь вид:

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{k=1}^{N} [I(\lambda_k) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \lambda_k) L_{BB}(\lambda_k, T)]^2 \quad (10)$$

Распишем для наглядности более подробно:

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{k=1}^{N} [I(\lambda_k) - \varepsilon_1 L_{BB}(\lambda_k, T) - \varepsilon_2 \lambda_k L_{BB}(\lambda_k, T)]^2 \quad (11)$$

Дифференцируем по ε_1 и ε_2, получим:

$$\frac{\partial S(\varepsilon,T)}{\partial \varepsilon_1} = -2 \sum_{k=1}^{N} [I(\lambda_k) - \varepsilon_1 \mathrm{g}(\lambda_k, T) - \varepsilon_2 \lambda_k L_{BB}(\lambda_k, T)] L_{BB}(\lambda_k, T) = 0 \ , \quad (12)$$

$$\frac{\partial S(\varepsilon,T)}{\partial \varepsilon_2} = -2 \sum_{k=1}^{N} [I(\lambda_k) - \varepsilon_1 L_{BB}(\lambda_k, T) - \varepsilon_2 \lambda_k L_{BB}(\lambda_k, T)] \lambda_k L_{BB}(\lambda_k, T) = 0 \ . \quad (13)$$

Тогда для заданного параметра T получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k, T) = \varepsilon_1 \sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2 + \varepsilon_2 \sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2 \lambda_k \\ \sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k, T) \lambda_k = \varepsilon_1 \sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2 \lambda_k + \varepsilon_2 \sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2 {\lambda_k}^2 \end{cases} \quad (14)$$

Разделим на $\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2$:

$$\begin{cases} \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k, T)}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} = \varepsilon_1 \frac{1}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} + \varepsilon_2 \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} \\ \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k, T) \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} = \varepsilon_1 \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} + \varepsilon_2 \frac{\sum_{k=1}^{N} {\lambda_k}^2}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k, T)^2} \end{cases} \quad (15)$$

Если ввести следующие обозначения

$$\overline{I_k L_{BB_k} \lambda_k} = \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k,T)\lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2},$$
$$\overline{\lambda_k{}^2} = \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k{}^2}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2},$$
$$\overline{I_k L_{BB_k}} = \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k,T)}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2}, \quad (16)$$
$$\overline{\lambda_k} = \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2},$$

то система уравнений (16) перепишется в виде:

$$\overline{I_k L_{BB_k} \lambda_k} = \varepsilon_1 \overline{\lambda_k} + \varepsilon_2 \overline{\lambda_k{}^2},$$
$$\overline{I_k L_{BB_k}} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \overline{\lambda_k}. \quad (17)$$

Отсюда получаем:

$$\varepsilon_1 = \overline{I_k L_{BB_k}} - \varepsilon_2 \overline{\lambda_k},$$
$$\varepsilon_2 = \frac{\overline{I_k L_{BB_k} \lambda_k} - \overline{I_k L_{BB_k}} \cdot \overline{\lambda_k}}{\overline{\lambda_k{}^2} - \overline{\lambda_k}^2}. \quad (18)$$

Распишем полученный результат более подробно:

$$\varepsilon_1 = \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k,T)}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2} - \varepsilon_2 \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2}, \quad (19)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k,T)\lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2} - \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k L_{BB}(\lambda_k,T)}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2} \cdot \frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2}}{\frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k{}^2}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2} - \left(\frac{\sum_{k=1}^{N} \lambda_k}{\sum_{k=1}^{N} L_{BB}(\lambda_k,T)^2}\right)^2}. \quad (20)$$

Подставляя уравнения (19) и (20) в уравнение (4), получим сумму квадратов отклонений, зависящую только от одного параметра *T*. Таким образом, описанный метод позволяет свести трёхмерную минимизацию (4) к одномерной минимизации.

Расчёты, проведённые в рамках данного исследования, показали, что в случае линейной модели сумма квадратов отклонений (4), с учётом уравнений (19) и (20), имеет два минимума. Было продемонстрировано, что для поиска глобального минимума, следует использовать приближение Вина для *T*.

Необходимость включения ε_2 в модель для описания зависимости поведения коэффициента излучения от длины волны может быть обоснована с использованием информационного критерия Акаике. Критерий Акаике применяется для выбора из нескольких статистических моделей. Он был разработан в 1971 и был описан в статье [18].

ВЫВОДЫ

Показано, что одна из причин увеличения статистической ошибки коэффициента теплового излучения с ростом температуры может быть связана с сильной зависимостью коэффициента излучения от длины волны при высокой температуре: $\varepsilon_0(\lambda)$.

В работе демонстрируется пример перехода от линейной модели математической регрессии в измерениях коэффициента теплового излучения, работающей с излучением «серого тела», к полиномиальной регрессии. В случае с коэффициентом теплового излучения, полиномиальная модель даёт возможность учитывать в обработке данных зависимость

коэффициента от длины волны. Учёт влияния длины волны может позволить уменьшить погрешность измерений коэффициента теплового излучения за счёт построения более точной математической модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bassett W.A.** The birth and development of laser heating in diamond anvil cells // Review of Scientific Instruments. 2001. Vol. 72(2). P. 1270-1272.
2. **Magunov A. N.** Spectral pyrometry // Instruments and Experimental Techniques. 2009. Vol. 52(4). P. 451-472.
3. **Machikhin A.S., Zinin P.V., Shurygin A.V., Khokhlov D.D.** Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in-situ measurements of the high temperature distribution // Optics Letters. 2016. № 41. P. 901-904.
4. **Bulatov K.M., Zinin P.V., Machikhin A.S.** Multispectral camera for dynamic measurements of high temperature distribution over solid-body surfaces // Light & Engineering. 2022. Vol. 30(5) P. 67-72.
5. **Honner M., Honnerova P.** Survey of emissivity measurement by radiometric methods // Appl. Optics. 2015. Vol. 54(4). P. 669-683.
6. **Susa M., Endo R.** Emissivities of High Temperature Metallic Melts // High-Temperature Measurements of Materials. 2009. P. 111-129.
7. **Watanabe H. et al.** Spectral Emissivity Measurements // Experimental Methods in the Physical Sciences. 2014. P. 333-366.
8. **Araujo A.** Multi-spectral pyrometry-a review // Meas. Sci. Technol. 2017. Vol. 28(8). 15.
9. **Pyrkov Y.N., Plotnichenko V.G., Svet D.Y.** Emissivity of condensed substances from their thermal radiation spectra // Inorg. Mater. 2000. Vol. 36(9). P. 877-881.
10. **Ribaud G.** Traite De Pyrometrie Optique. Paris: De La Revue, 1931. 485 p.
11. **Planck M.** The Theory of Heat Radiation. Philadelphia: lakiston's Son & Co, 1914. 225 p.
12. **Bramson M.A.** Infrared radiation; a handbook for applications, with a collection of reference tables. Optical physics and engineering, 1968. 623 p.
13. **Khan M.A., Allemand C., Eagar T.W.** Noncontact Temperature Measurement. II. Least Squares Based Techniques // Review of Scientific Instruments. 1991. Vol. 62(2). P. 403-409.
14. **Draper N.R., Smith H.** Applied regression analysis. Wiley, 1966. 407 p.
15. **Zinin P.V., Bykov A.A., Machikhin A.S., Troyan I.A., Bulatov K.M., et al.** Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter // High Pressure Research. 2019. Vol. 39(1). P. 131-149.
16. **Bulatov K.M., Mantrova Y.V., Bykov A.A., Gaponov M.I., Zinin P.V., et al.** Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object // Computer Optics. 2017. Vol. 41(6). P. 864-868.
17. **Taylor J.R.** An introduction to error analysis : the study of uncertainties in physical measurements. A series of books in physics. Mill Valley, Calif.: University Science Books, 1982.
18. **Akaike H.** A new look at the statistical model identification // IEEE Transactions on Automatic Control. 1974 Vol. 19. P. 716-723.

Mantrova Y.V., Zinin P.V., Grishaev P.A., Bulatov K.M.

Scientific and Technological Cntre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, st. Butlerova, 15, E-mail: mantrovayv@gmail.com

APPLICATION OF THE POLYNOMIAL MODEL TO MEASUREMENT THE THERMAL RADIATION COEFFICIENT

ABSTRACT

One of the main problems in measuring the thermal emissivity is the high error in the results. This is due to the fact that the emissivity enters the Planck equation as a linear parameter, while the temperature dependence has an exponential character, and, accordingly, has a great influence on the behavior of the thermal radiation curve. Moreover, the value of the thermal emissivity depends on many factors, such as the state of the surface, the range of wavelengths, the number of readings in experiments, etc.

This paper presents the transition from a linear model of mathematical regression in thermal emissivity measurements, working with gray body radiation, implying independence of the thermal emissivity from wavelength, to polynomial regression, which is used in the mathematical representation of more complex model. In the case of the thermal radiation coefficient, the polynomial model makes it possible to consider the dependence of the coefficient on the wavelength in data progressing. Considering the influence of the wavelength can make it possible to reduce the measurement error of the thermal emissivity by building a more accurate mathematical model.

THERMAL EMISSIVITY, LASER HEATING, TEMPERATURE MEASUREMENT, ACOUSTIC-OPTICAL FILTER, LASER OPTICS, POLYNOMIAL REGRESSION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 551.501.793

Арумов Г.П., Бухарин А.В.

Институт космических исследований РАН,117997, ул. Профсоюзная, дом 84/32. E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ В РАССЕИВАЮЩЕМ СЛОЕ ДЛЯ ЛИДАРА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрен способ калибровки коаксиального лидара обратного рассеяния с оптимальной конфигурацией для измерения коэффициента обратного рассеяния. Для такого лидара угловые размеры поля зрения и зондирующего пучка равны. Показано, что для калибровки такого лидара достаточно измерить сигнал от отражающей сферы. Концентрация частиц эквивалентного слоя может быть определена по относительным измерениям сигнала обратного рассеяния на отдельных частицах. Указанная концентрация и коэффициент обратного рассеяния позволяют производить микрофизическую интерпретацию сигнала обратного рассеяния от рассеивающего слоя.

ЛИДАР ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ, ФОРМ ФАКТОР, КАЛИБРОВКА, ПЕРФОРИРОВАННЫЙ ЭКРАН, ИЗМЕРЯЕМЫЙ ОБЪЁМ, КОНЦЕНТРАЦИЯ, НЕФЕЛОМЕТР

ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей дистанционных методов зондирования приземных слоёв атмосферы является микрофизическая интерпретация измеряемых сигналов, полученных в результате рассеяния от исследуемого слоя [1-3]. Микроструктура исследуемого слоя (параметры функции распределения частиц по размерам, мнимая и действительная части коэффициента преломления) определяется с помощью нефелометров в процессе контактных измерений. Для интерпретации контактных измерений, использующих рассеяние света отдельными частицами, обычно применяются методы решения обратной задачи с использованием набора предположений о физических и оптических свойствах частиц. Приземные слои атмосферы характеризуются большим разнообразием частиц по оптическим и физическим свойствам [4]. Эти частицы могут быть полидисперсными и несферическими. Рассеивающей среде с такими частицами можно по базовым лидарным коэффициентам и угловой трансформации пучка сопоставить эквивалентную среду, состоящую из монодисперсных частиц. Базовыми измеряемыми лидаром коэффициентами являются используемые в лидарном уравнении коэффициенты обратного рассеяния (КОР) и экстинкции (КЭ). Сигналу обратного рассеяния сопоставляется КОР, пропускание слоя характеризует КЭ. Для решения лидарного уравнения применяют соотношения между этими коэффициентами для различных условий зондирования [5]. Для измерения базовых коэффициентов требуется произвести калибровку лидара. Указанная калибровка связана со значительными трудностями. Основной из них является

измерение обратного сигнала от эталонных поверхностей с известными рассеивающими свойствами [6]. Такие измерения требуют многократного ослабления отраженного рассеивающей поверхностью света. При этом возможны искажения геометрического форм фактора приёмного и передающего каналов лидара. Существующие лидары имеют конфигурацию, в которой поле зрения охватывает зондирующий пучок. Это связано с необходимостью минимизации искажения геометрического форм фактора. Однако в этом случае существуют трудности с определением аппаратной функции (форма сигнала обратного рассеяния из однородной атмосферы без ослабления) особенно для миниатюрных лидаров обратного рассеяния с предельно малой мощностью зондирующего излучения [7]. Кроме того, отношение сигнал фон зависит от отношения углового размера пучка к полю зрения приёмного канала, что требует использования зондирующих пучков с достаточно большой мощностью.

Предпочтительными для калибровки являются лидары, в которых поля зрения равны угловому размеру пучка. Такие лидары допускают применение перфорированных экранов для создания заданного ослабления зондирующего пучка и увеличения полей зрения и угловых размеров пучка. Это позволяет определять аппаратную функцию на трассах с фиксированной дальностью и геометрический форм фактор полей зрения приёмных каналов по отношению к зондирующему пучку [7]. Второй этап заключается в микрофизической интерпретации КОР. Для этого предложена концепция эквивалентной среды, которая состоит из монодисперсных частиц. Эта среда производит такие же базовые коэффициенты и угловую трансформацию зондирующего пучка как исследуемая среда [8]. Микроструктура эквивалентной среды может быть однозначно сопоставлена реальной среде (восстановлена) посредством контактных измерений сигналов рассеяния отдельными частицами. Сочетание лидарных и контактных методов с использованием концепции эквивалентной среды позволяет производить микрофизическую интерпретацию базовых коэффициентов (КОР и КЭ). Такой подход делает возможным измерение концентрации частиц внутри исследуемого слоя миниатюрными лидарами обратного рассеяния с безопасной для глаз мощностью зондирующего излучения. Отметим перспективы применения таких лидаров для мониторинга загрязнения приземного слоя атмосферы.

КАЛИБРОВКА

Рассмотрим коаксиальный лидар обратного рассеяния с оптимальной конфигурацией-см. рис. 1, в котором приемник и источник излучения совмещены, а поле зрения угловой размер пучка совпадают на всей дистанции [9]. Угловой размер пучка и поля зрения создаётся посредством использования оптоволоконного делителя (ОВД). Делитель представляет собой соединение типа Y. Излучение лазера проходит через верхний полюс делителя ОВД, нижний полюс делителя предназначен для регистрации отражённого излучения детектором. Излучение на выходе делителя попадает на рассеивающий элемент (РЭ). Использование этого элемента не является необходимым. Однако этот элемент может сформировать выходное излучение с заданным коническим углом. Этот угол определяется геометрической светосилой линзы (Л). Кроме того, диаметр РЭ задаёт угловой размер выходного пучка и поле зрения приёмного канала.

В такой конфигурации приемный и передающий каналы имеют одну оптическую ось. Для проводящей сферы радиуса R дифференциальное сечение рассеяния назад составит

$$d\sigma_{\pi} / d\Omega = R^2 / 4$$

Интенсивность регистрируемого приемным каналом лидара света $I_R(z_1)$ от находящейся на расстоянии z_1 от лидара проводящей сферы определяется выражением

$$I_R(z_1) = I_0 k(z_1) \frac{R^2}{4} \qquad (1)$$

Здесь $k(z_1)$ – коэффициент пропорциональности, I_0 – интенсивность выходного излучения зондирующего импульса вблизи оптической оси пучка. Отметим, что если величина $I_R(z_1)$ измерена для одной точки трассы, то для коаксиального лидара с помощью перфорированных экранов можно определить $I_R(z)$ для любой точки трассы.

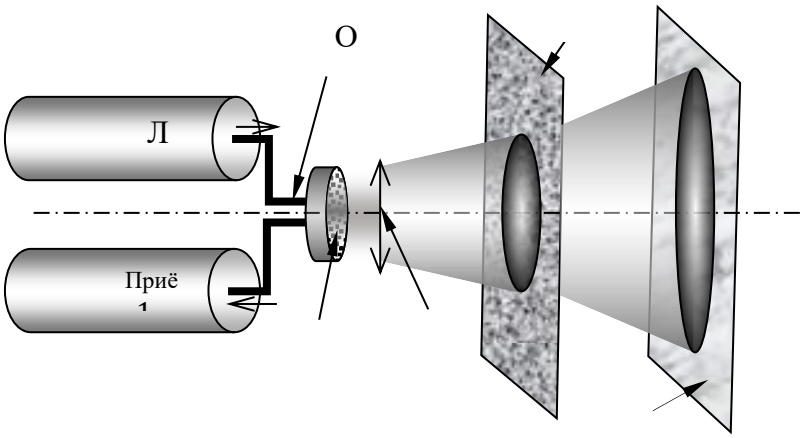


Рис. 1. Коаксиальный лидар обратного рассеяния с оптимальной конфигурацией

Сигнал обратного рассеяния от состоящего из монодисперсных частиц уединенного слоя толщиной Δz определяется лидарным уравнением [4]. Интенсивность обратного сигнала составит

$$\Delta I_\beta(z) = I_0 k(z_1) O(z) \beta(z) \Delta V \text{ , где } \Delta V = \pi \phi_0^2 z^2 \Delta z \qquad (2)$$

Здесь $\Delta I_\beta(z)$ – регстрируемая приемным каналом мощность сигнала обратного рассеяния от слоя толщиной Δz, находящегося на расстоянии z от лидара, ΔV- ограниченный полем зрения объём слоя толщиной Δz, φ_0 – поле зрения приемного канала вблизи слоя, $\beta(z)$ – коэффициент обратного рассеяния внутри слоя, $O(z)$ – геометрический форм фактор, определяющий часть мощности зондирующего излучения в поле зрения приемного канала.

Из выражений (1) и (2) получаем следующие соотношения для аэрозольной компоненты КОР внутри слоя с применением представления о зондируемой среде как эквивалентной

$$\frac{\Delta I_\beta(z)}{I_R} = \frac{4O(z)\beta(z)\Delta V}{R^2}, \text{ где } \beta(z) = n_{eq} \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{eq} \qquad (3)$$

Из выражения (3) следуют две основные проблемы калибровки лидара обратного рассеяния. Первый способ основан на использовании рассеивающего слоя с известной микроструктурой и рассеивающими свойствами. Этим объектом может являться рассеивающий слой с монодисперсными частицами с известным коэффициентом обратного рассеяния. Такой способ применим для неидеальных зондирующих систем. Это позволяет определить зондируемый объём внутри слоя $O(z)V$ (см. выражение (3)). Для реализации этого способа необходимо произвести измерения сигнала обратного рассеяния от проводящей сферы и сигнала обратного рассеяния от эталонного рассеивающего слоя с известным КОР.

Второй способ основан на прямых способах измерений зондируемого объёма [10]. В этом случае геометрический форм-фактор зондирующего пучка и поля зрения составит 0,25 и выражение (3) преобразуется к виду

$$\frac{\Delta I_\beta(z)}{I_R} = \frac{\beta(z)\Delta V}{R^2} \qquad (4)$$

Для коаксиального лидара с оптимальной конфигурацией зондируемый объем можно измерить посредством стандартных перфорированных экранов, увеличивающих поле зрения (угловой размер пучка) на заданную величину [11]. Тогда обратному сигналу от слоя можно сопоставить некоторую сферу в объёме. Зная этот объём и дифференциальное сечение обратного рассеяния от слоя определяем КОР. Этот способ применим только для схем зондирования на рисунке 1, так как для таких систем зондируемый объём определяется посредством перфорированных экранов.

В общем случае для калибровки лидара могут использоваться, как калиброванные плоские поверхности с известной угловой диаграммой рассеяния [6], так и отражающие сферы. Оптимальным вариантом было бы использование рассивающей поверхности с Ламбертовой угловой диаграммой рассеяния и известным альбедо. Однако изготовление стандартных рассеивающих поверхностей с заданной угловой диаграммой рассеяния является сложной технической задачей. Кроме того, установка рассеивающего объекта должна быть дальше ближней зоны (зоны формирования геометрии пучка и поля зрения приёмного канала). Использование нейтральных фильтров (аттенюаторов) для ослабления отражённого излучения может привести к искажению геометрического форм фактора поля зрения приёмного канала и зондирующего пучка. Для дальних расстояний актуальным является учёт конечных размеров рассеивающей поверхности.

Применение проводящих сфер делает возможным получение обратного сигнала, сравнимого по величине с сигналом обратного рассеяния из атмосферы. Действительно, для оптического диапазона коффициент обратного расеяния из молекулярной атмосферы составляет величину на уровне 10^{-7} (м стр)$^{-1}$. Эту величину можно смоделировать находящейся в единице объема проводящей сферой диаметром 1,2 10^{-3} м. Для приземного слоя атмосферы КОР составляет величину на уровне 10^{-5} (м стр)$^{-1}$, что соответствует сфере диаметром 1,2 10^{-2} м. Сфере диаметром 1 см соответствует КОР на уровне 6 10^{-6} (м стр)$^{-1}$. Зондируемый объем определяется полем зрения (посредством перфорированных экранов) и пространственным разрешением вдоль линии зондирования Δz. Изготовление проводящих сфер не представляет значительных технических трудностей. Для рассматриваемого лидара достаточно получить сигнал от сферы в одной точке для полной калибровки вдоль всей трассы. При этом для определения формы обратного сигнала из однородной атмосферы (предварительная калибровка) могут быть так же использованы стандартные перфорированные экраны.

Микроструктура эквивалентной среды

Основные параметры эквивалентной среды можно выразить через ненормализованные моменты для сигналов, образованных рассеянием света отдельными частицами. Ненормализованный момент порядка k для интенсивности рассеяния отдельной частицей определяется как

$$E^{\Sigma}(\mathrm{i}^{\mathrm{k}}) = \sum_{\mathrm{m}=1}^{N} i_{\mathrm{m}}^{\mathrm{k}} \qquad \mathrm{k}=1,2,\ldots N.$$

Здесь i_{m} – интенсивность рассеяния m-ой частицей, N – количество частиц.

Запишем основные выражения для эквивалентного сечения концентрации эквивалентных частиц через отношения моментов

$$N_{k,k-1} = [E^{\Sigma}(i^{k-1})]^k / [E^{\Sigma}(i^k)]^{k-1} \quad , \quad k=2, 3.. \tag{5}$$

$$i_{k,k-1} = [E^{\Sigma}(i^k)] / [E^{\Sigma}(i^{k-1})], \quad k=2, 3\ldots. \tag{6}$$

Интенсивность сигнала $i_{2,1}$ пропорциональна площади поперечного сечения эквивалентной частицы $S_{1,2}$. Для нахождения сответствия между этими величинами необходимы абсолютные измерения. Измерения количества эквивалентных частиц N_{21} являются оносительными. Для таких измерений достаточно регистрации рассеянного сигнала от отдельной частицы. В этом случае количество эквивалентных частиц N_{21} является безразмерной величиной и составит

$$N_{2,1} = [E^{\Sigma}(i)]^2 / [E^{\Sigma}(i^2)], \quad n_{2,1} = N_{2,1} / V \tag{7}$$

Из выражений (6), (7) следует что лидарные коэффициенты эквивалентной рассеивающей среды характеризуется параметрами S_{21} и N_{21} (S_{21} - эквивалентное сечение, N_{21} - количество эквивалентных частиц). Этими параметрами можно описать микрофизические характеристики зондируемого слоя. Пропускание рассеивающего слоя пропорционально произведению S_{21} N_{21}= E^{Σ}(S). Эквивалентное сечение S_{21} определяет поперечное искажение пучка, распространяющегося в рассеивающей среде. Поперечное искажение пучка обусловлено появлением ореола при расеянии зондирующего пучка в прямом направлении.

Для монодисперсных частиц; $S_0=S_1=S_2=S_3=...$ S_k, k=N_0 и для ненормализованных моментов получаем $\sigma=0$, $S_{k;k-1}= S_0$ и $N_{k,k-1}=N_0$ для любого порядка k. Если разброс по сечениям частиц незначителен, то можно наблюдать медленное увеличение для отношения $S_{k;k-1}$ с увеличением k. При этом число частиц N_{21} будет уменьшаться медленно с увеличением k. Если распределение близко к монодисперсному, то S_{12} приблизительно равно $E(S)$, либо эти параметры отличаются незначительно. Угловой размер ореола при прямом рассеянии даёт прямую связь с поперечным размером частицы.

Нефелометр

Рассмотрим задачу определения концентрации эквивалентных частиц с применением нефелометра. Предположим, что для заданного слоя КОР известен. Аэрозольную компоненту коэффициента обратного рассеяния β_a можно выразить через параметры эквивалентной среды следующим выражением

$$\beta_a = \sum_{j=1}^{N} n_j \frac{d\sigma_j(\pi)}{d\Omega} = n_{eq}(\pi) \frac{d\sigma_{eq}(\pi)}{d\Omega} \tag{8}$$

Здесь n_j – концентрация частиц с дифференциальным сечением обратного рассеяния $d\sigma_j(\pi)/d\Omega$, $n_{eq}(\pi)$ – концентрация измеренных по обратному рассеянию эквивалентных частиц, $d\sigma_{eq}(\pi)/d\Omega$ - дифференциальное сечение обратного рассеяния на отдельной эквивалентной частице. Предположим, что сигнал (интенсивность) обратного рассеяния на m-ой частице составляет величину $I_m(\pi)$. В некотором объеме V содержится N таких частиц. Тогда концентрация эквивалентных частиц $n_{eq}(\pi)$ определяется из ненормализованных моментов первого и второго порядков по обратным сигналам $I_m(\pi)$ от отдельных частиц как

$$n_{eq}(\pi) = N_{eq}(\pi)/V \ , \text{где} \qquad N_{eq}(\pi) = \frac{\left(\sum_{m=1}^{N} I_m(\pi)\right)^2}{\left(\sum_{m=1}^{N} I_m^2(\pi)\right)} \tag{9}$$

Здесь $N_{eq}(\pi)$ – число эквивлентных частиц в некотором объеме V. В выражении (9) могут быть использованы относительные величины, например, амплитуда импульса тока или напряжения, которым соответствует $I_m(\pi)$. Отметим, что для монодисперсных сферических частиц $N_{eq}(\pi)=N$, для полидисперсных и несферических частиц $N_{eq}(\pi) < N$.

Измерение $n_{eq}(\pi)$ для однородной среды, состоящей из монодисперсного и полидисперсного аэрозоля по рассеянию назад на отдельных частицах, позволяет дать прямую связь между КОР и концентрацией эквивалентных частиц (см. (8)).

В общем случае для реализации подхода требуется создание нефелометра обратного рассеяния на отдельных частицах внутри слоя, позволяющего измерять молекулярную и аэрозольную компоненту КОР. В этом случае КОР и сигнал рассеяния сферой дают измеряемый объём в виде $O(z)V$ для лидара с произвольной конфигурацией, и V для коаксиального лидара (см. (4)).

Для неоднородной среды, состоящей из частиц с различными рассеивающими свойствами, концентрация, измеренная по обратному рассеянию, зависит от альбедо однократного рассеяния. В этой связи предпочтительным является применение схем измерения рассеяния на отдельных частицах в прямом направлении. Рассеяние в прямом направлении характеризует коэффициент экстинкции. Этот коэффициент входит в лидарное уравнение по мимо КОР. Эквивалентную концентрацию по прямому рассеянию можно определить нефелометром на отдельных частицах как

$$n_{eq}(0) = N_{eq}(0)/V \ , \text{где} \qquad N_{eq}(0) = \frac{\left(\sum_{m=1}^{N} I_m(0)\right)^2}{\left(\sum_{m=1}^{N} I_m^2(0)\right)} \tag{10}$$

Здесь измерение величин $I_m(0)$ производится по прямому рассеянию под малым углом к направлению распространения света. Основной вклад в погрешности величин $n_{eq}(\pi)$ и $n_{eq}(0)$ определяется объёмом выборки N и точностью измерения рассеянного света отдельной частицей.

Коэффициент пропускания и концентрация, измеренная по прямому рассеянияю $n_{eq}(0)$ даёт оценку эквивалентного сечения σ_{eq}. Наличие этого сечения делает возможным применение коэффициента пропускания для измерения концентрации $n_{eq}(0)$ эквивалентных частиц в исследуемом слое. Однако измерение коэффициента пропускания не всегда возможно. В этом случае можно использовать результаты измерения нефелометром интенсивностей рассеяния под малым углом по отношению к зондирующему пучку на отдельных частицах. По отношению интенсивности излучения на отдельной частице по прямому и обратному рассеянию можно оценить дифференциальное сечение рассеяния прямого рассеяния. Соответствующее дифференциальное сечение прямого рассеяния составит

$$\left.\frac{d\sigma(0)}{d\Omega}\right|_{eq} = \frac{I_{eq}(0)}{I_{eq}(\pi)} \left.\frac{d\sigma(\pi)}{d\Omega}\right|_{eq} \tag{11}$$

Здесь в правой части по-мимо отношения интенсивностей входит дифференциальное сечение обратного рассеяния отдельной эквивалентной частицей.

Из проведённого анализа следует, что рассеивающему слою, состоящему из частиц, практически всегда можно сопоставить эквивалентный слой, состоящий из монодисперсных эквивалентных частиц. Концентрация частиц в эквивалентном слое определяется посредством нефелометра по прямому и обратному рассеянию. Ключевыми величинами микроструктуры эквивалентной среды являются КОР, а так же измеряемые сигналы обратного $I_{eq}(\pi)$ и прямого рассеяния $I_{eq}(0)$, по которым определяется концентрация и дифференциальное сечение обратного рассеяния отдельной эквивалентной частицей.

ОБСУЖДЕНИЕ

В таблице представлено сравнение коаксиальных схем с оптимальной конфигурацией и обычных коаксиальных лидаров, для которых зондирующий пучок находится поле зрения приёмного канала.

Табл. 1. Сравнение коаксиальных лидаров с однопозиционной схемой зондирования

КОАКСИАЛЬНЫЙ ЛИДАР С ОПТИМЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ	**КОАКСИАЛЬНЫЙ ЛИДАР**
Геометрический форм фактор коаксиального канала 0,25	Геометрический форм фактор равен 1 (зондирующий пучок внутри поля зрения)
Аппаратная функция измеряется посредством стандартных перфорированных экранов	Аппаратная функция определяется посредством моделирования (форма обратного сигнала из однородной атмосферы без ослабления)
Отражающие сферы. Коэффициент отражения от сферы с радиусом R равен $R^2/4$	Рассеивающие поверхности с известной угловой диаграммой обратного рассеяния. (трудности учёта отличий от стандартных угловых диаграмм рассеяния).
Использование сфер позволяет детектировать обратный сигнал, сравнимый с сигналом обратного рассеяния из атмосферы.	Обратный сигнал из атмосферы на несколько порядков больше обратного сигнала от рассеивающей поверхности (необходимы аттенюаторы для ослабления обратного сигнала)

Таким образом, для коаксиальных лидаров с оптимальной конфигурацией технические характеристики могут быть измерены посредством перфорированных экранов. Применение концепции эквивалентной среды упрощает интерпретацию микроструктуры рассеивающего слоя. Микроструктура эквивалентной среды может быть определена по контактным измерениям, а также с помощью изображений частиц. Отметим однозначную связь между микроструктурой эквивалентной среды и реальной средой, а также между измеряемыми базовыми величинами (КОР, КЭ и угловое искажение пучка) и эквивалентной средой. Такое упрощение даёт возможность увеличить точность измерения основных параметров эквивалентной среды (концентрация и сечение эквивалентных частиц). Параметры функции распределения определяются посредством решения некорректной обратной задачи. Реализация такого подхода может приводить к большим погрешностям параметров распределения из-за возможных отклонений модельного распределения от реального.

Отметим некоторые факторы, влияющие на точность измерений микроструктуры эквивалентной среды. Для миниатюрных лидаров обратного рассеяния основным фактором является точность измерения сигнала обратного рассеяния. Следует отметить, что эквивалентное сечение определяет поперечные искажения пучка в рассеивающей среде. В ситуациях, когда лидар позволяет измерять угловые искажения пучка (лидар с двухпозиционной схемой зондирования) основным вкладом в погрешность является

измерение углового искажения пучка, возникающее за счёт рассеяния света отдельными частицами. Для контактных измерений на отдельных частицах с применением нефелометра точность измерения концентрации частиц определяется объёмом выборки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для лидара обратного рассеяния в произвольной конфигурации необходимо использование объекта с известными рассеивающими свойствами (поверхность с известной угловой диаграммой обратного рассеяния, среда с известным КОР). Для оптимальной конфигурации лидара обратного рассеяния (поля зрения равны угловым размерам пучка, основной канал представляет собой коаксиальную зондирующую схему геометрический форм-фактор зондирующего пучка и поля зрения приёмного канала составляет 0,25 в любой точке зондируемой трассы. Для калибровки лидара достаточно применения отражающей сферы.

Микрофизическая интерпретация аэрозольной составляющей КОР может быть произведена с применением эквивалентной среды, состоящей из монодисперсных частиц. Концентрация эквивалентных частиц в слое может быть измерена нефелометром по сигналам прямого и обратного рассеяния отдельными частицами. По результатам измерений указанной концентрации и КОР определяются характеристики обратного рассеяния отдельной эквивалентной частицей. Этих данных достаточно для сопоставления сигналу обратного рассеяния концентрации эквивалентных частиц.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы «Мониторинг», госрегистрация № 122042500031-8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Veslovskii I., Kolgotin A., Griaznov V., Muller D., Wandinger U., and Whiteman D.N.** Inversion with regularization for the retrieval of tropospheric aerosol parameters from multiwavelength lidar sounding // Applied Optics. 2002. V. 41. № 18. P. 3685-3699.
2. **Mishchenko M.I.** Electromagnetic scattering by nonspherical particles: A tutorial review // Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2009. V. 110. № 11, P. 808-832.
3. **Veretennikov V.V., Kozlov V.S., Naats I.E., and Fadeev V.Ya.** Optical studies of smoke aerosols: an inversion method and its applications // Optical Letters. 1979. Vol. 4. № 12. P. 411-413.
4. **Measures R.M.** Laser Remote Sensing: Fundamentals and Applications. New York: Wiley, 1983. P. 912.
5. **Paramesvaran K., Rose K.O., Krishna Murthy B.V.** Relationship between backscattering and extinction coefficients of aerosols with application to turbid atmosphere // Applied Optics. 1991. V. 30. №. 21. P. 3059-3071.
6. **Kavaya M.J., Menzies R.T.** Lidar aerosol backscatter measurements: systematic, modeling, and calibration error considerations // Applied Optics. 1985. V. 24. №. 21. P. 3444-3453.
7. **Бухарин А.В., Арумов Г.П., Блих Ю.М., Макаров В. С., Тюрин А.В.** Модуляция излучения диодного лазера для формирования обратного сигнала, не зависящего от расстояния // Квантовая электроника. 2016. Т. 46. № 10. С. 877-882.
8. **Arumov G.P., Bukharin A.V.** Use of non-normalized moments for determining the statistical parameters of nonspherical particles from their images // Measurement Techniques. 2018. V. 60. № 11. P. 1102-1108.
9. **Арумов Г.П., Бухарин А.В.** Выбор конфигурации миниатюрного лидара для калибровки сигнала обратного рассеяния**.** Пятнадцатая Международная научно-техническая

конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 24-28 июня 2019 г. Сборник статей. Стр. 23-31. ISBN 978-5-906972-44-6.
10. **Арумов Г.П., Бухарин А.В.** К вопросу об интерпретации базовых лидарных коэффициентов для лидара обратного рассеяния // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2022. Т. 19. № 6. С. 283-290.
11. **Арумов Г.П., Бухарин А.В.** Использование специальных экранов, моделирующих рассеянное в среде излучение, для измерения эквивалентного поперечного сечения частиц // Журнал "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса." 2021. Т. 18. № 6. С. 118-126.

Arumov G.P., Bukharin A.V.

Space Research Institute, 117997, Russian Academy of Science, Russia, 117997, Moscow, Profsoyuznaya ul. 81/32, E-mail: tumbul@iki.rssi.ru

METHOD FOR DETERMINING THE EQUIVALENT CONCENTRATION OF PARTICLES IN A SCATTERING LAYER FOR ELASTIC SCATTERING LIDAR

ABSTRACT

A method for calibrating a coaxial backscatter lidar with an optimal configuration for measuring the backscatter coefficient is considered. For such a lidar, the angular dimensions of the field of view and the probing beam are equal. It is shown that to calibrate such a lidar, it is sufficient to measure the signal from the reflecting sphere. The particle concentration of the equivalent layer can be determined from relative measurements of the backscattered signal on individual particles. The specified concentration and backscattering coefficient allow the microphysical interpretation of the backscattered signal from the scattering layer.

BACKSCATTER LIDAR, FORM FACTOR, CALIBRATION, PERFORATED SCREEN, MEASURED VOLUME, CONCENTRATION, NEPHELOMETR

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.377

Жук К.В., Смирнов С.В.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Россия, 634050, Томск, пр. Ленина, 40, E-mail: klavdiia.v.korotkova@tusur.ru

СПЕКТРЫ ФОТО- И ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ САПФИРА ПОСЛЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ

АННОТАЦИЯ

Монокристаллический сапфир обладает уникальной комбинацией оптических, физических и химических свойств, таких как высокая твердость и прочность, оптическая прозрачность от ультрафиолетового до ИК-диапазона, а также высокая химическая стойкость к агрессивным средам, высокая температура плавления и теплопроводность. Сочетание этих свойств позволяет использовать его в условиях высоких температур и сильных радиационных полей, в частности, для изготовления термолюминесцентных дозиметров. В данной работе приводятся результаты исследования спектров фото- и термолюминесценции монокристаллического сапфира (α-Al_2O_3) после лазерной обработки. Показано, что лазерная обработка поверхности монокристаллического сапфира позволяет существенно увеличить выход термолюминесценции, который, в свою очередь определяет дозовую чувствительность термолюминесцентных дозиметров.

САПФИР, ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА, ФОТО- И ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Термолюминесцентные дозиметры на основе монокристаллического сапфира, например, ТЛД-500 находят широкое применение для индивидуальной дозиметрии и лабораторных исследований, а также контроля радиационной обстановки на рабочих местах, контроля загрязненности воды и т.д. [1]. Данные термолюминесцентные дозиметры предназначены для измерения индивидуальной эквивалентной дозы рентгеновского и гамма-излучения и имеют следующие технические характеристики: диапазон измерения – 20,0 мкЗв÷10 Зв; диапазон энергий – 0,015÷ 3,0 МэВ.

Эффективность дозиметра определяется отношением величины энергии термолюминесценции к поглощенной энергии ультрафиолетового или ионизирующего излучения [2, 3]. Задача повышения термолюминесценции дозиметра является весьма актуальной ввиду необходимости максимально корректного измерения как высоких, так и очень низких доз УФ и рентгеновского излучения. Известно, что одним из способов повышения чувствительности термолюминесцентных дозиметров (ТЛД) является создание дефектов в структуре материала, из которого они изготовлены. Анионную дефектность в кристаллах сапфира можно достигнуть путем его легирования или с помощью электрофизических методов, таких как электронная, ионная или лазерная обработка [4]. Основными типами дефектов в анионной подрешетке широкозонных оксидов являются F- и

F^+-центры, представляющие собой кислородные вакансии, захватившие два и один электрон соответственно [2].

МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ

В данной работе проводилось исследование образцов монокристаллического сапфира (АО «Монокристалл») толщиной 0,5 мм и размером 24×30 мм. Для лазерной обработки поверхности исследуемых образцов использовалась установка CERTON 3020 ULTRA, которая осуществляет непрерывное излучение CO_2 лазера длиной волны 10,6 мкм, мощностью 24 Вт, при этом скорость сканирования составляла 200-2000 мм/с при шаге 50 мкм. В результате лазерной обработки приповерхностный слой сапфира расплавляется и тем самым способствует частичной потере кислорода оксидом алюминия, приводящей к перестройке структуры и увеличению концентрации анионных вакансий.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

После лазерной обработки проводились исследования фото- и термолюминесценции образцов сапфира.

На рис. 1 представлен спектр фотолюминесценции образца сапфира после лазерной обработки их поверхности. В лазерноструктурированных образцах наблюдается усиление основного максимума спектра при 440 нм, что совпадает с полосой свечения F-центров. Полоса фотолюминесценции при 520-540 нм близка по своему положению к полосе свечения F_2-центров в монокристаллах – кислородных дивакансий с тремя или четырьмя локализованными электронами, а также межузельными ионами Al^+. Кроме того, наблюдается разница интенсивностей пиков фотолюминесценции.

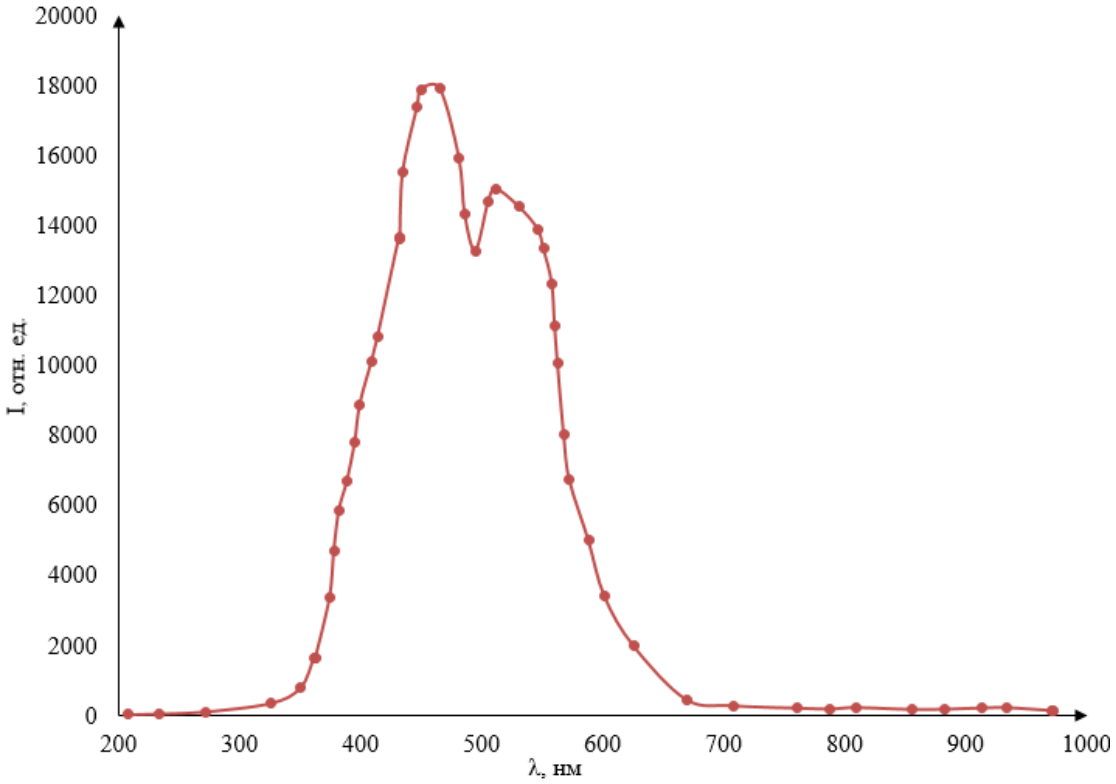


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции сапфира после лазерного наноструктурирования

Термолюминесценция образцов регистрировалась в полосе излучения F-центров от 410 до 440 нм с помощью полосового фильтра и ФЭУ-148. Засветка образцов ультрафиолетовым излучением с дозой 10 Гр осуществлялась ртутной лампой. Скорость нагрева при измерении

составляла 1 К/с. Полученные спектры термолюминесценции сапфира для исходного и лазерноструктурированного образцов представлены на рис. 2. Видно, что интенсивность термолюминесценции лазерноструктурированных образцов значительно выше, чем у исходного, а основной дозиметрический пик наблюдается при 430 К.

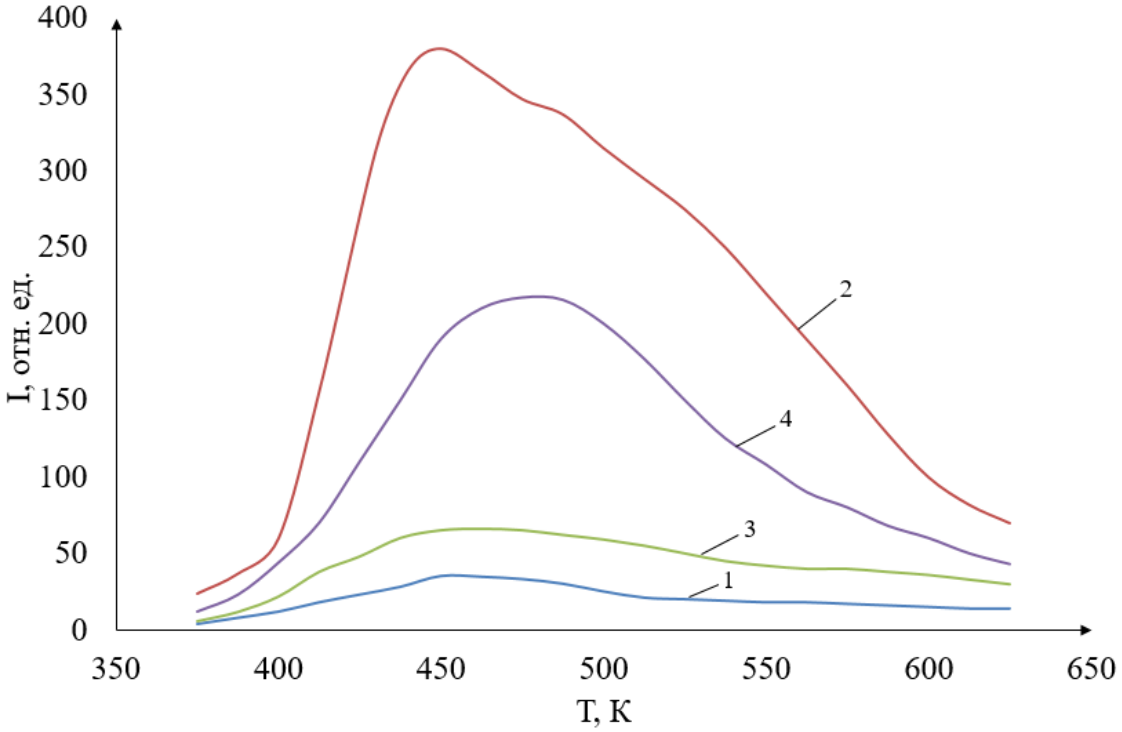


Рис. 2 Температурная зависимость интенсивности термолюминесценции монокристаллического сапфира при дозе УФ-облучения 10 Гр:
1 – исходный образец; 2 – лазерно-структурированный образец (мощность лазера 24 Вт, скорость сканирования 20 см/с); 3 – лазерно-структурированный образец (мощность лазера 24 Вт, скорость сканирования 200 см/с); 4 – лазерно-структурированный (мощность лазера 24 Вт, скорость сканирования 60 см/с)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные результаты показывают, что обработка поверхности монокристаллического сапфира (α-Al_2O_3) лазерным излучением позволяет существенно увеличить выход термолюминесценции и, как следствие, повысить чувствительность термолюминесцентных дозиметров, изготавливаемых на основе оксида алюминия.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена коллективом научной лаборатории интегральной оптики и радиофотоники при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках соглашения № 075-03-2020-237/1 от 5 марта 2020 г. (внутренний номер проекта FEWM-2020-0040). Экспериментальные результаты получены с использованием оборудования ЦКП «Импульс» (регистрационный номер 200568).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Никифоров С.В., Кортов В.С.** Радиационно-индуцированные процессы в широкозонных нестехиометрических оксидных диэлектриках. М.: Техносфера, 2017. 272 с.
2. **Рамазанова Г.Р., Ананченко Д.В., Никифоров С.В., Герасимов М.Ф., Ищенко А.В., Даултюекова А.К., Карипбаев Ж.Т., Ахмедова-Абдик Г.А., Здоровец М.В.**

Люминесцентные свойства монокристалла сапфира, облученного импульсным ионным пучком Fe10+ // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. Вып. 8. С. 1010-1018.
3. **Смирнов С.В., Жук К.В., Саврук Е.В**. Катодо- и термолюминесценция лазерно-наноструктурированной α-Al_2O_3 керамики // Прикладная физика. 2022. № 5. С. 49-53.
4. **Кортов В.С., Мильман И.И., Никифоров С.В., Пеленов В.Е.** Механизм люминесценции F-центров в анион-дефектных монокристаллах оксида алюминия // Физика твердого тела. 2003. Т. 4. Вып. 7. С. 1202-1208.

Zhuk K.V., Smirnov S.V.

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
Russia, 634050, Tomsk, Lenin Ave., 40, E-mail: klavdiia.v.korotkova@tusur.ru

PHOTO- AND THERMOLUMINESCENCE SPECTRA OF SAPPHIRE AFTER LASER PROCESSING

ABSTRACT

Single crystal sapphire has a unique combination of excellent optical, physical and chemical properties, such as high hardness and strength, optical transparency from ultraviolet to infrared range, as well as high chemical resistance to aggressive environments, high melting point and thermal conductivity. The combination of these properties makes it possible to use it at high temperatures and strong radiation fields, in particular, for the manufacture of thermoluminescent dosimeters. This paper presents the results of studying the photo- and thermoluminescence spectra of single-crystal sapphire (α-Al_2O_3) after laser treatment. It is shown that laser treatment of the surface of single-crystal sapphire can significantly increase the thermoluminescence yield, which, in turn, determines the dose sensitivity of thermoluminescent dosimeters.

SAPPHIRE, LASER PROCESSING, PHOTO AND THERMOLUMINESCENCE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.342

Кирьякова А.Ю.[1,2,3], Шерстов И.В.[1,2], Бойко А.А.[1,2], Костюкова Н.Ю.[1,2,3], Ерушин Е.Ю.[1,2,3]

[1] Новосибирский государственный университет «НГУ», Россия,
630090, Новосибирск, Пирогова ул., 2, E-mail: a.boiko@nsu.ru
[2] Институт лазерной физики «ИЛФ» СО РАН, Россия,
630090, Новосибирск, Академика Лаврентьева пр., 15б, E-mail: baa.nsk@gmail.com
[3] Новосибирский государственный технический университет «НГТУ», Россия,
630073, Новосибирск, К. Маркса пр., 20

ИСЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕИСКАТЕЛЕЙ МЕТАНА НА ОСНОВЕ АБСОРБЦИОННОЙ И ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИОДНЫХ МАТРИЦ И КВАНТОВО-КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрены абсорбционный и оптико-акустический методы детектирования метана. Разработан сенсор метана на основе абсорбционной спектроскопии. В качестве источника излучения использовались светодиодные матрицы с длиной волны ~3,3 мкм, где расположена одна из линий поглощения метана, и пороговой чувствительностью около 60 ppm CH_4. Второй течеискатель построен на принципе оптико-акустической спектроскопии на основе квантово-каскадного лазера (ККЛ) и резонансного дифференциального оптико-акустического детектора (ОАД). Лазер работает в импульсно-периодическом режиме на длине волны ~7,7 мкм, где расположена сильная полоса поглощения метана. Частота повторения импульсов излучения составляла ~1750 Гц. Минимальный фоновый сигнал сенсора (в азоте) равен ~40…60 ppb CH_4.

АБСОРБЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ, ТЕЧЕИСКАТЕЛЬ, ГАЗОАНАЛИЗ, МЕТАН, КВАНТОВО-КАСКАДНЫЙ ЛАЗЕР

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время активно развиваются технологии создания малогабаритных устройств течеискателей метана для поиска утечек газов и замеров их концентраций [1-3]. Это связано с тем, что метан является одним из газовых маркеров для экологических исследований и промышленного мониторинга. Метан не имеет цвета и запаха, в два раза легче воздуха, мало растворим в воде, взрывоопасен при концентрации в воздухе от 5% до 15% [4]. В природе метан составляет основную долю в добываемом из газовых и газоконденсатных месторождений природного газа, около 87%. Основными источниками выбросов метана является сельскохозяйственная деятельность, утечки газопроводов и утечки шахтного метана. Рост концентрации метана в атмосфере имеет большое воздействие на изменение климата [5].

При проведении геологической разведки с целью обнаружения потенциальных месторождений нефти и природного газа для проведения измерения концентрации метана в приземном слое атмосферы над обширными территориями в режиме реального времени актуальной становится задача построения высокочувствительного сенсора метана с малыми габаритами, массой и энергопотреблением для установки на беспилотный летательный

аппарат (БПЛА). Основным параметром пригодности такого сенсора метана является его пороговая чувствительность, которая должна обеспечивать уверенную регистрацию средней фоновой концентрации метана в воздухе (~1,9 ppm) с соотношением (сигнал/шум) ≈ 10 и лучше.

Одним из методов детектирования и определения концентрации различных газовых примесей является абсорбционный метод оптического газоанализа [2, 6, 7]. Он осуществляется за счет измерения уровня поглощения излучения при прохождении через анализируемую газовую среду. Изменение уровня мощности фиксируется фотоприемником после прохождения через оптический тракт с газовой смесью. В оптическом тракте происходит поглощение света, за счет чего на фотоприемник приходит меньшая мощность лазерного излучения.

Несмотря на ранее предложенные системы для детектирования метана абсорбционным методом с использованием светодиодов [8-10], не было разработано компактных и стабилизированных по температуре систем пригодных для использования на БПЛА. В данной работе использовалась светодиодная матрица, которая обеспечивает большую интенсивность излучения по сравнению со светодиодами. Использование температурной стабилизации матрицы и фотодиода позволило гарантировать стабильность системы вне зависимости от температуры окружающей среды.

Альтернативным подходом для детекции газовых смесей является лазерная оптико-акустическая спектроскопия (ЛОАС) [11, 12]. При совпадении частоты ИК-излучения с частотой линии поглощения анализируемого газа происходит взаимодействие молекул газа с излучением. Поглощенная энергия преобразуется в тепловую, при этом возникают акустические колебания, которые регистрируются с помощью микрофона. Интенсивность акустических колебаний в детекторе пропорциональна концентрации поглощающего вещества.

ТЕЧЕИСКАТЕЛЬ МЕТАНА НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНЫХ МАТРИЦ

Постановка задачи заключалась в создании малогабаритного недорогого сенсора метана с чувствительностью не хуже, чем 100 ppm. Для решения поставленной задачи по совокупности параметров были выбраны свето- и фотодиоды российского производства компании ООО «ЛЕД Микросенсор НТ». У компании ООО «ЛЕД Микросенсор НТ» имеется готовый модуль, состоящий из источника и приёмника света для детекции высоких концентраций метана начиная от 1000 ppm и выше. Для увеличения интенсивности излучения была выбрана модель светодиодной четырёхэлементной матрицы Lms34LED-4M-TEM-R. Данный прибор обладал встроенным отражателем на задней стенке, а также матрица была установлена на элемент Пельтье. В качестве приёмника был выбран фотодиод Lms36PD-05-TEM-R в аналогичном варианте исполнения. Общая схема прибора показана на рис. 1, габариты газовой кюветы 152,2×36×41,5 мм. Между источником и приёмником был установлен полосовой фильтр, спектр пропускания которого показан на рис. 5. Общие параметры светодиодной матрицы показаны в табл. 1 [13]. Как показано на рис. 3, спектральная ширина линии достаточно велика и зависит от температуры светодиода. Необходимость установки фильтра обусловлена наличием излучения в области 2,5-2,8 мкм, где расположены сильные линии воды. Система сбора и анализа данных включала в себя стандартный драйвер D-51 и синхронный детектор SDM также от компании ООО «ЛЕД Микросенсор НТ». Для контроля и поддержания температуры источники и приемника на заданном уровне нами были разработаны контроллеры.

На рис. 2 представлен спектр поглощения метана, записанный нами с помощью спектрометра на основе широко перестраиваемого параметрического генератора света и ЛОАС [14]. На длине волны ~3319 нм наблюдается узкий интенсивный пик поглощения.

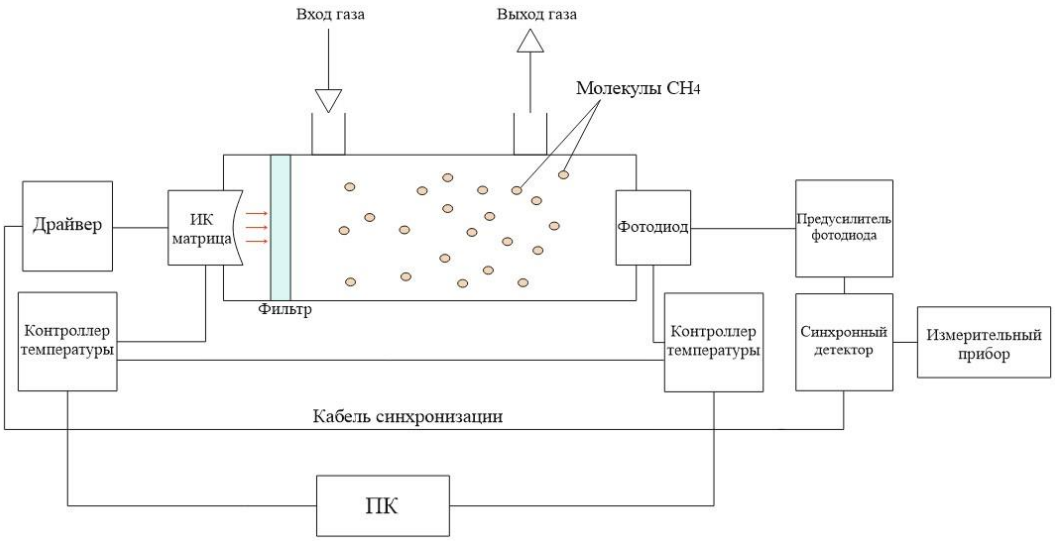


Рис. 1. Принципиальная схема течеискателя метана на основе светодиодных матриц

Табл. 1. Основные параметры матрицы Lms34LED-4M-TEM-R

Параметр	Значения	Ед. измерения
Максимальная длина волны излучения	3300-3440	нм
Полуширина спектра	250-600	нм
Оптическая мощность	500-700	мкВт
Максимальный рабочий ток	2	А
Температура работы/хранения	-60…+90	˚С
Корпус	ТО-5 со встроенным термоэлектрическим модулем и параболический рефлектором с сапфировым стеклом	

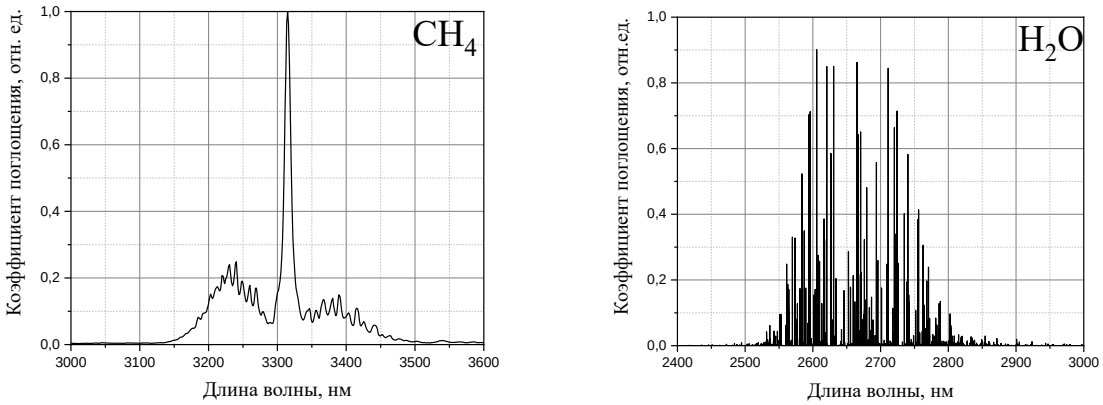


Рис. 2. Спектры поглощения метана (слева) и воды (справа)

Как показано на рис. 3, с увеличением температуры спектр излучения светодиодной матрицы смещается в длинноволновую область и интенсивность излучения уменьшается. Фиксированная температура матрицы позволяет гарантировать стабильность спектра, и совместить максимальную интенсивность излучения матрицы с максимумом линии поглощения метана. Основные параметры и характеристики фотодиода приведены в табл. 2 [13].

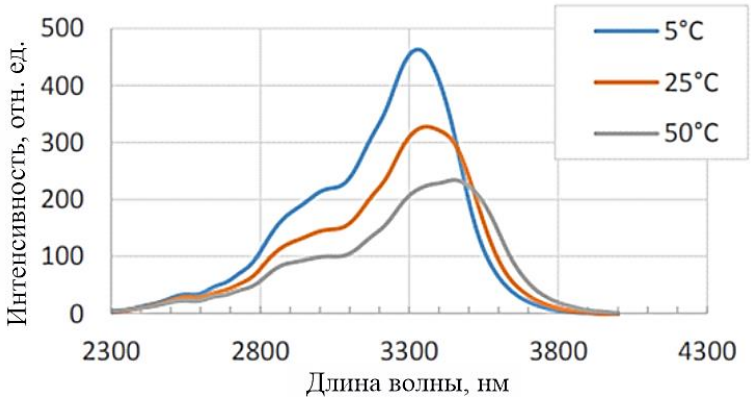


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения матрицы от температуры

Табл. 2. Основные параметры фотодиода Lms36PD-05-TEM-R

Параметр	Условия	Значения	Ед. измерения
Диапазон максимальной чувствительность	На уровне 80%	2200-3400	нм
Темновой ток	0,1 В (при 23˚С)	197	мкА
Темновое сопротивление	10 мВ (при 23˚С)	0,46	кОм
Эквивалентная мощность шума	λ=3,3 мкм (при 23˚С)	$5 \cdot 10^{-12}$	Вт/Гц$^{1/2}$
Обнаружительная способность	λ=3,3 мкм (при 23˚С)	$8{,}5 \cdot 10^{9}$	см·Гц$^{1/2}$/Вт
Размер чувствительной площадки	-	0,5	мм
Температура работы/хранения	-	+5…+90	˚С
Корпус	ТО-5 со встроенным термоэлектрическим модулем и параболический рефлектором с кварцевым стеклом		

Как видно из табл. 2 приемный фотодиод обладает максимальной чувствительности в спектральной области 2,2-3,4 мкм. В эту область попадают также спектры поглощения других газов. Зависимость чувствительности фотодиода от длины волны представлена на рис. 4.

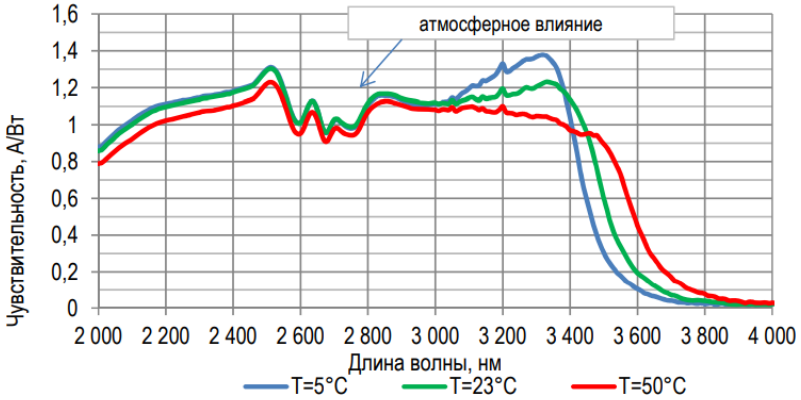


Рис. 4. Зависимость чувствительности фотодиода от длины волны

Как видно из представленной на рис. 4 зависимости, в диапазон чувствительности фотодиода попадает атмосферное влияние – поглощение воды, которое газоанализатор может определить как ложную концентрацию метана. Спектр поглощения паров воды из спектральной базы данных HITRAN [15] представлен на рис. 2 справа.

Для предотвращения влияния паров воды на детектор в схему устанавливается полосовой фильтр. Полосовой многослойный фильтр имеет центральную длину волны полосы пропускания 3250 нм. Спектр пропускания фильтра и спектр поглощения метана представлены на рис. 5. Фильтр пропускает длины волн 3250±300 нм, что позволяет сократить рабочий диапазон свето-фото диодов от 3,0 до 3,4 мкм и заметно снизить влияние паров воды.

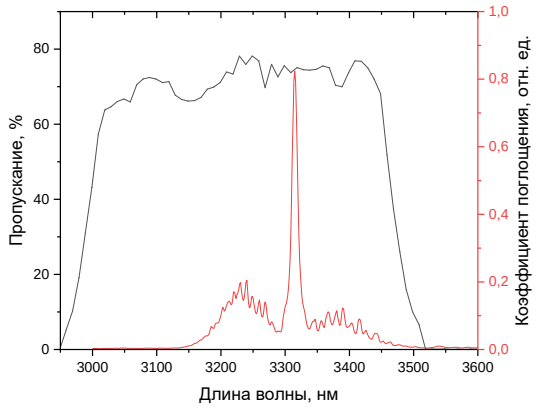


Рис. 5. Спектр пропускания фильтра и спектр поглощения метана

Драйвер управления работой светодиодной матрицы работает в импульсном режиме, для получения максимальной мощности излучения светодиода выставлена частота 16 кГц. Предусилитель предназначен для преобразования и усиления сигнала переменного тока ИК фотодиодов. Предусилитель обеспечивает работу фотодиода в фотогальваническом режиме. При таком режиме фотодиод является источником фототока, который усиливается и преобразуется в сигнал напряжения, при этом форма результирующего сигнала напряжения соответствует форме сигнала фототока [13].

Стабилизация температуры свето- и фотодиода осуществляется с помощью ПИД-регулятора с контроллером и программным обеспечением, позволяющий стабилизировать температуру в диапазоне от 0°C до 40°C.

Методика измерения

Продувка детектора осуществляется через штуцер. С помощью сжатого азота происходит продувка и калибровка детектора. При наличии метана в оптической ячейке происходит ослабление сигнала согласно закону Бугера-Ламберта-Бера

$$I = I_0 e^{-\alpha C L}, \quad (1)$$

где I – измеряемая интенсивность излучения; I_0 – интенсивность падающего излучения; C – концентрация метана; α – коэффициент поглощения для единичной концентрации; L – длина оптического пути.

При помощи фотодиода происходит регистрация падения уровня сигнала, пропорционального поглощённой газом световой энергии. Посредством калибровки детектора аттестованными газовыми смесями с известной концентрацией метана, делается вывод об измеряемых величинах концентраций.

Результаты проведенного исследования

В ходе экспериментов были подобраны оптимальные параметры работы системы, установленные на драйвере: длительность импульсов 20 мкс. Выбор указанной длительности обусловлен тем фактом, что чем больше длительность импульса, тем больше интенсивность

излучения в данной системе. Частота повторения импульсов 16 кГц, так как это повышает уровень средней мощности. Ток питания матрицы 0,2 А, это максимально возможный ток работы, указанный производителем.

На рис. 6 показаны данные проведенного исследования влияния температуры свето- и фотодиодов на величину выходного с усилителя сигнала. С увеличением температуры наблюдается уменьшение сигнала.

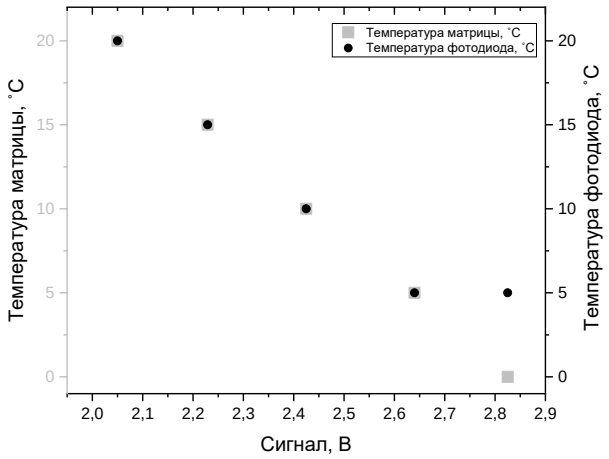


Рис. 6. Зависимость уровня выходного сигнала от температуры, установленных на свето- и фотодиоде

В эксперименте использовались несколько газовых смесей метана в азоте, следующих концентраций: 1%, 0,1%, 0,05% 0,01%. Установлены температуры для матрицы 0°С и для фотодиода 5°С, погрешность составила 0,1°С.

Для продувки ячейки использовался сжатый азот. Сорт 1 – объёмная доля азота не менее 99,99%. Результаты тестирования системы при различных концентрациях метана представлены в табл. 3 и на рис. 7.

Табл. 3. Результаты тестирования течеискателя при разных концентрациях метана

Смесь газов	Концентрация CH_4, ppm	Выходной сигнал, В	Стандартное отклонение, мВ	Стандартное отклонение, ppm
Сжатый азот,	0	2,825	1	30
CH_4+N_2	100	2,821	1,8	54
CH_4+N_2	500	2,810	1,2	36
CH_4+N_2	1000	2,800	1,2	36
CH_4+N_2	10000	2,672	2,2	66

Стандартное отклонение сигнала связано с шумами фотодиода.

$$S = \sqrt{\frac{\sum(U_i - \overline{U})^2}{n-1}}, \quad (2)$$

где n – количество измерений, для каждой концентрации было проведено 10 экспериментов.

По результатам экспериментов построена зависимость уровня сигнала от концентрации метана в ячейке, представленная на рис. 8.

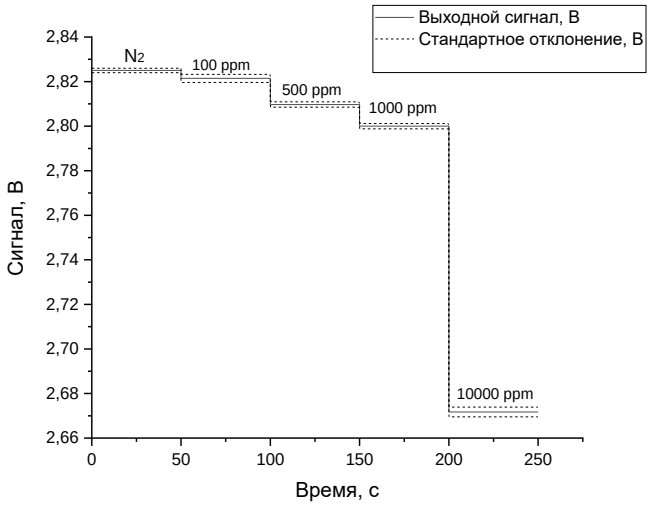


Рис. 7. Результаты тестирования течеискателя при разных концентрациях метана

Изменению сигнала на 1мВ соответствует концентрация метана ~30 ppm. Ожидаемая пороговая чувствительность 55-60 ppm.

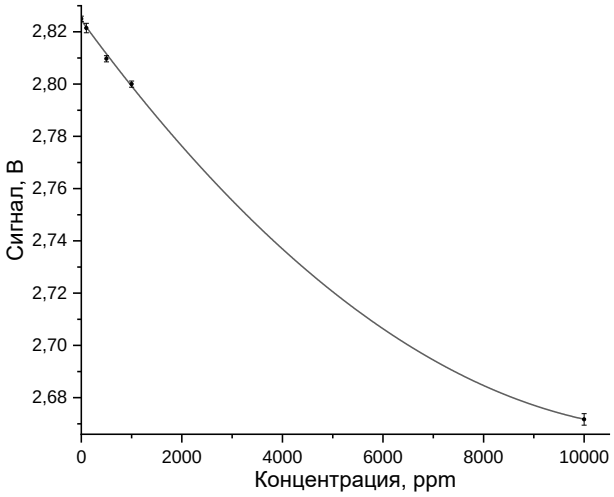


Рис. 8. Зависимость уровня сигнала от концентрации метана в ячейке

ЛАЗЕРНЫЙ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЙ СЕНСОР МЕТАНА

Для реализации метода ЛОАС был использован ККЛ с длиной волны излучения попадающего в полосу поглощения исследуемого газа. По известным данным [17], метан имеет две сильные полосы поглощения, расположенные в спектральных областях вблизи 3,3 мкм и 7,7 мкм (см. рис. 9). В наших работах [11, 18] для детектирования примеси метана в воздухе были использованы обе указанные полосы поглощения CH_4.

Разработан аэромобильный лазерный оптико-акустический сенсор метана, комбинированная схема строения которого представлена на рис. 10. В состав оптической части газоанализатора метана входят: квантово-каскадный лазер ($\lambda \approx 7{,}7$ мкм); резонансный дифференциальный оптико-акустический детектор (ОАД); отпаянная газонаполненная ячейка (*Ref*); пироприемник (*Pyro*).

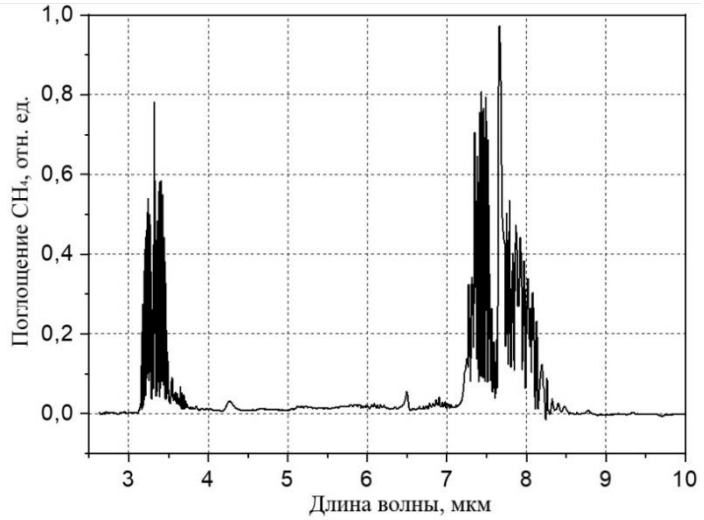


Рис. 9. Спектр поглощения метана в среднем ИК диапазоне (2,5…10 мкм) [16]

Анализируемый воздух прокачивается насосом через измерительный ОАД со скоростью ~0,5 л/мин (ламинарный поток). Резонансный дифференциальный ОАД имеет низшую резонансную частоту $f_1 \approx 1750$ Гц, добротность резонанса $Q \approx 50$. Резонансная частота ОАД (f_1) автоматически определяется при включении режима измерений газоанализатора за время ~0,1 с [20]. Лазер работает в импульсно-периодическом режиме (рабочий цикл 50%), средняя мощность излучения составляет ~25 мВт. Частота повторения импульсов излучения (f_{PRF}) равна измеренной резонансной частоте ОАД (f_1).

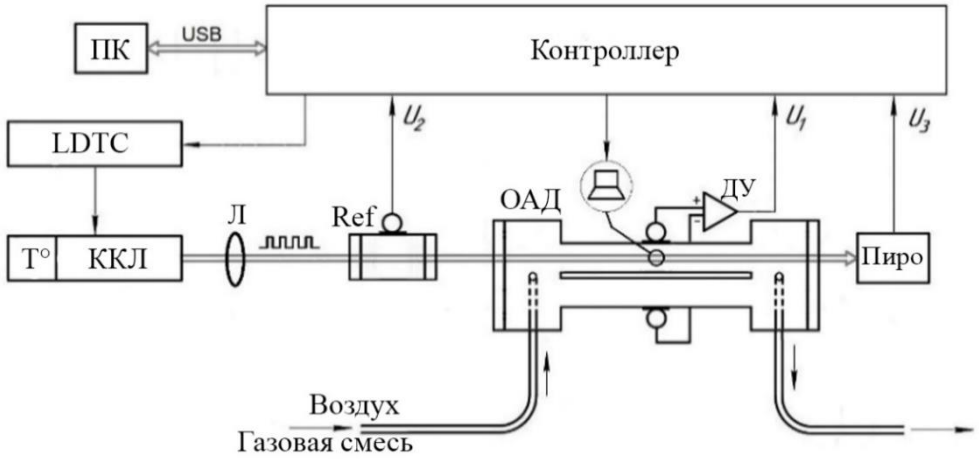


Рис. 10. Схема сенсора метана: *ПК* – компьютер; *LDTC* – контроллер управления тока лазера и термостата; *T°* – термостат лазера; *ККЛ* – квантово-каскадный лазер; *Л* – линза; *Ref* – отпаянная газонаполненная ячейка; *ОАД* – резонансный дифференциальный оптико-акустический детектор; *Пиро* – пиродетектор; *ДУ* – дифференциальный усилитель

На рис. 11 представлены фрагменты экспериментальных записей отклика сенсора метана длительностью по 1 мин каждый при заполнении ОАД различными газовыми смесями. При заполнении ОАД азотом особой чистоты (99,999%) и техническим азотом (99,6%) (первый и второй фрагменты записи соответственно) разницы в показаниях газоанализатора практически не наблюдается, при этом измеренная эквивалентная концентрация метана в азоте равна $n(N_2) \approx (42 \pm 14)$ ppb CH_4. Третий фрагмент записи соответствует заполнению ОАД комнатным воздухом: $n(\text{Air}) \approx (2{,}692 \pm 0{,}021)$ ppm CH_4. Последний (четвертый) фрагмент записи – калибровочный, по поглощению в тестовой газовой смеси N_2 + 9,7 ppm CH_4.

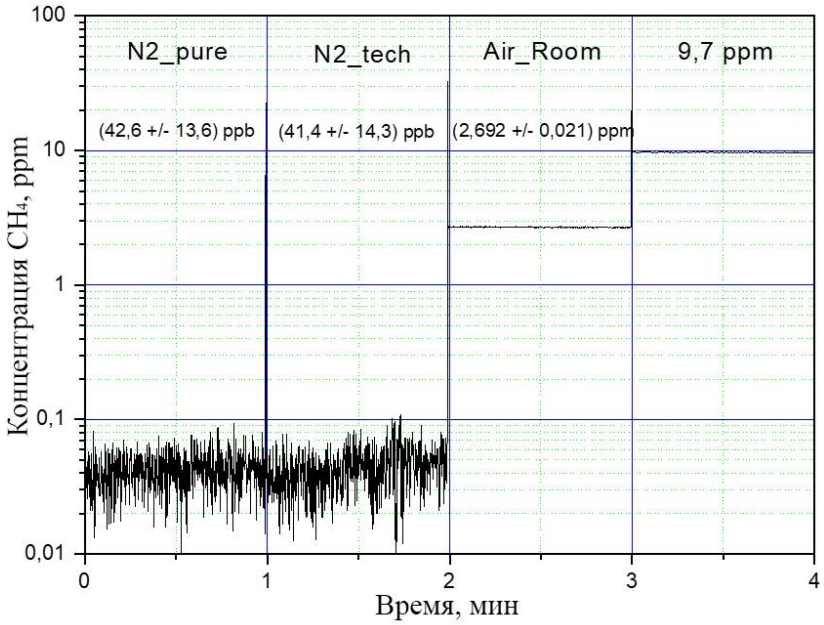


Рис. 11. Фрагменты записи фоновых значений эквивалентной концентрации метана в азоте (чистый и технический), комнатном воздухе и калибровочной газовой смеси (N_2 + 9,7 ppm CH_4)

На рис. 12 представлена экспериментальная зависимость показаний сенсора метана на поверочные газовые смеси с различной концентрацией CH_4. Линейный участок зависимости наблюдается от ~1 ppm до ~1000…2000 ppm CH_4. Для расширения динамического диапазона измерений концентрации метана (вплоть до 10% CH_4) можно применить дополнительный ОА-детектор с малой оптической базой (~1 мм), как описано в нашей работе [21].

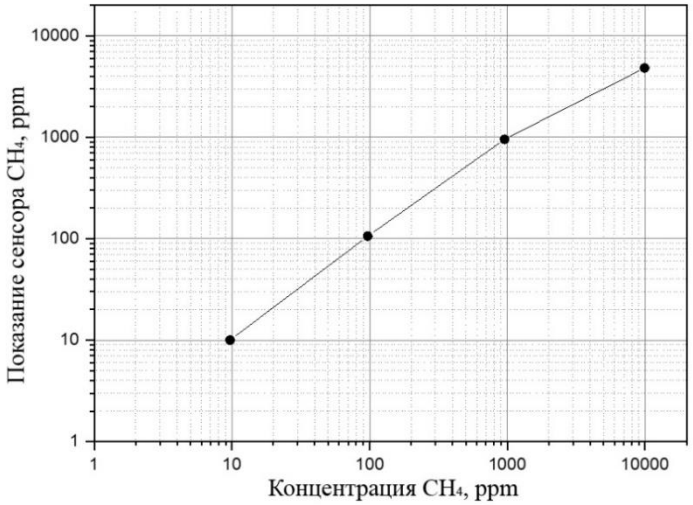


Рис. 12. Зависимость показаний сенсора метана на поверочные газовые смеси с различной концентрацией CH_4

Как видно из рис. 12 Минимальный фоновый сигнал сенсора при наполнении азотом равен ~40…60 ppb CH_4, при этом стандартная дисперсия (1σ) составила ~12…14 ppb при времени интегрирования 0,1 с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты исследования течеискателей метана на основе абсорбционной и оптико-акустической спектроскопии. Для первой системы получена пороговая чувствительность 60 ppm. Данный детектор газа является недорогим и имеет достаточную чувствительность для поиска утечек метана, а также для решения задач геологоразведки. Вторая система с применением ККЛ и ЛОАС является очень

чувствительной, она обладает минимальным фоновым сигналом сенсора при наполнении азотом ~40…60 ppb CH_4, при этом стандартная дисперсия (1σ) составила ~12…14 ppb при времени интегрирования 0,1 с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты работы по исследованию абсорбционного течеискателя метана выполнены по госзаданию FSUS-2020-0036, исследование лазерного оптико-акустического сенсора метана выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 17-72-30006-П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Табарин В.А., Шестаков А.В., Чжан Ю.В. и др.** Дистанционный лазерный газоанализатор нового поколения, размещаемый на беспилотном летательном аппарате // Транспорт на альтернативном топливе. 2014. №4 (40).
2. **Щербакова С.Н., Венгеров А.С.** Дистанционный газоанализатор для детектирования утечек метана беспилотными летательными аппаратами // Российский химический журнал. 2021. №4.
3. **Белов М.Л., Титаренко К.С., Городничев В.А.** Анализ возможности дистанционного лазерного обнаружения утечек пропана // Радиостроение. 2020. №5.
4. **Трофимова Г.И. Трофимов Н.И., Бакушкина И.А. и др.** Метан как альтернативное топливо // Символ науки. 2016. №11-3.
5. **Жилиба А.И., Вандышева Г.А., Грибанов К.Г. и др.** Глобальные изменения климата: «Метановая бомба» - наукообразный миф или потенциальный сценарий? // Environmental Dynamics and Global Climate Change. 2011. Т. 2. №1. С. 1-14.
6. **Агеев Б.Г., Грицута А.Н., Климкин А. В. и др.** Лазерный двухканальный газоанализатор // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 10. С. 956-959.
7. **Bielecki Z., Stacewicz T., Smulko J., Wojtas J.** Ammonia gas sensors: Comparison of solid-state and optical methods // Appl. Sci. 2020. 10. P. 5111.
8. **Mahbuba P., Nooria A., Parryc J., Davisc J., Lucieerd A., Macka M.** Continuous and real-time indoor and outdoor methane sensing with portable optical sensor using rapidly pulsed IR LEDs // Talanta. 2020. Vol. 218. P. 121144.
9. **Зорин И.С., Лисаков С.А., Сидоренко А.И., Сыпин Е.В.** Разработка и испытание экспериментального образца многокритериального оптико-электронного прибора контроля аварийных и предаварийных ситуаций в угольных шахтах // Южно-Сибирский научный вестник. 2019. № 4-2(28). С. 70-82.
10. **Лисаков С.А., Сидоренко А.И., Сыпин Е.В.** Компьютерное моделирование характеристик оптико-электронных датчиков концентрации газов и угольной пыли для контроля аварийных и предаварийных ситуаций в угольных шахтах // Вестник КузГТУ. 2018. №5 (129).
11. **Шерстов И.В., Колкер Д.Б.** Оптико-акустический газоанализатор метана на основе параметрического генератора света с длиной волны 3.3 мкм // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 11. С. 1063-1067.
12. **Шерстов И.В., Колкер Д.Б., Васильев В.А. и др.** Лазерные оптико-акустические газоанализаторы на основе CO2 лазеров и параметрических генераторов света // Экологическая, промышленная и энергетическая безопасность. 2017. С. 1542-1546.
13. **Каталог** продукции ЛЕД. Микросенсор НТ. Режим доступа: http://ru.lmsnt.com.
14. **Karapuzikov A.A., Sherstov I.V., Kolker D.B. и др.** LaserBreeze gas analyzer for noninvasive diagnostics of air exhaled by patients // Physics of wave phenomena. 2014. Vol. 22. No. 3. P. 189-196.
15. **HITRAN** molecular spectroscopic database. Режим доступа: https://hitran.org/.

16. **Каталог** продукции фирмы Thorlabs. Режим доступа: https://www.thorlabs.com/navigation.cfm.
17. **Жаров В.П., Летохов В.С.** Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
18. **Sherstov I.V., Kolker D.B., Boyko A.A. и др.** Methane photo-acoustic gas analyzer based on 7.7-μm quantum cascade laser // Infrared Phys. Technol. 2021. V. 117. A.n. 103858. DOI: 10.1016/j.infrared.2021.103858.
19. **NIST** Standard Reference Database: http://webbook.nist.gov/chemistry/ (Cited: January 25, 2023).
20. **Karapuzikov A.I.** Method for measuring the resonant frequency of photoacoustic detector in the real-time mode // Instruments and Experimental Techniques. 2016. V. 59, No. 5. P. 749-753. DOI:10.1134/S0020441216050079.
21. **Sherstov I.V., Vasiliev V.A.** Highly sensitive Laser Photo-Acoustic SF6 Gas Analyzer with 10 decades dynamic range of concentration measurement // Infrared Phys. Technol. 2021. V. 119. A.n. 103922. DOI:10.1016/j.infrared.2021.103922.

Kiryakova A.Y.[1,2,3], Sherstov I.V.[1,2], Boyko A.A.[1,2], Kostyukova N.Y.[1,2,3], Erushin E.Y.[1,2,3]

[1] Novosibirsk State University "NSU", Russia,
630090, Novosibirsk, Pirogova str., 2, E-mail: a.boiko@nsu.ru
[2] Institute of Laser Physics "ILPh" SB RAS, Russia,
630090, Novosibirsk, 15b Akademika Lavrentieva Ave., E-mail: baa.nsk@gmail.com
[3] Novosibirsk State Technical University "NSTU", Russia, 630073, Novosibirsk, K.Marx Ave., 20

RESEARCH OF METHANE LEAK DETECTORS BASED ON ABSORPTION AND PHOTOACOUSTIC SPECTROSCOPY USING DIODE ARRAYS AND QUANTUM CASCADE LASERS

ABSTRACT

The paper considers absorption and opto-acoustic methods of methane detection. A methane sensor based on absorption spectroscopy has been developed. LED arrays with a wavelength of ~3.3 microns, where one of the methane absorption lines is located, and a threshold sensitivity of about 60 ppm CH_4 were used as a radiation source. The second leak detector is based on the principle of optical acoustic spectroscopy based on a quantum cascade laser (CCL) and a resonant differential optical acoustic detector (OAD). The laser operates in a pulse-periodic mode at a wavelength of ~7.7 microns, where a strong absorption band of methane is located. The frequency of repetition of the radiation pulses was ~ 1750 Hz. The minimum background signal of the sensor (in nitrogen) is ~40...60 ppb CH_4.

ABSORPTION SPECTROSCOPY, OPTICAL ACOUSTIC SPECTROSCOPY, LEAK DETECTOR, GAS ANALYZER, METHANE, QUANTUM CASCADE LASER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 536.52, 536.521.3, 535.33

Булатов К.М., Зинин П.В.*, Кутуза И.Б.

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, Москва, E-mail: zosimpvz@mail.ru

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ ДЛЯ БЫСТРОГО ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР МУЛЬТИСПЕКТРАЛЬНОЙ КАМЕРОЙ

АННОТАЦИЯ

В данной работе описывается метод дистанционного измерения распределения температуры без знания излучательной способности, с использованием мультиспектральной камеры.

Показана калибровка мультиспектральной камеры по эталонному температурному источнику излучения для работы со спектральным отношением. В работе проведен анализ применения модифицированного метода пирометрии спектрального отношения. Показано, что этот метод позволяет определить распределение температуры в области нагрева мощным лазером образца в режиме реального времени. Преимуществами мультиспектральных камер являются: высокая точность (~5%) и скорость измерения распределения температуры.

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ОШИБКИ ДИСТАНЦИОННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, МЕТОД НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ

ВВЕДЕНИЕ

Со времени новаторской работы Минга и Бассета в начале 1970-х годов [1], нагреваемая лазером алмазная наковальня (LH-DAC) стала мощным и регулярно используемым инструментом для изучения материалов в экстремальных условиях давлений и температур [2]. На сегодняшний день это единственный статический метод, позволяющий осуществлять нагрев вещества до 6000 *K* при давлении до 600 ГПа [3]. Дальнейший прогресс в области технологий, основанных на лазерном нагреве, требует применения импульсных лазеров, а также развития новых методов измерения распределений температур на поверхности образцов при нагреве в режиме реального времени. Недавно было показано, что использование двойной акустооптической фильтрации (ТАОФ) в сочетании с монохромной видеокамерой позволяет проводить измерение распределения температуры путем регистрации спектров теплового излучения объекта во всех точках объекта и дальнейшего сравнения их с кривой Планка [4, 5]. К сожалению, этот метод не может быть использован для исследования быстрых тепловых процессов, таких как фазовые переходы, плавление и т.п., поскольку типичное время экспозиции камеры при измерении распределения температуры с использованием ТАОФ варьируется от 0,5 до 0,1 секунды [6]. Для повышения скорости измерения распределения температуры в работе [7] было предложено использование восьмицветовой видеокамеры. В такой камере в каждом пикселе содержится восемь спектральных каналов, что дает

возможность определить распределение температуры нагретого тела по восьми независимым измерениям кривой Планка. Исследования, проведенные с использованием восьмицветовой видеокамеры, выявили недостаточную скорость используемого алгоритма (метод наименьших квадратов) для обработки спектров при измерениях в режиме реального времени.

В данной работе предлагается использовать метод спектральных отношений для измерения распределения температуры шестнадцати цветовой видеокамеры. Показано, что его применение приводит к стократному ускорению процесса обработки спектров без потери точности измерений. Это позволит в будущем изучать быстропротекающие процессы при лазерном нагреве.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Бесконтактное измерение температуры основано на использовании закона Планка, описывающего спектр электромагнитного излучения тела, нагретого до температуры *T*. Для «серых тел» закона Планка имеет вид:

$$I(\lambda,T) = \varepsilon\, g(\lambda,T),\ \ g(\lambda,T) = \frac{c_1}{\lambda^5[exp(c_2/\lambda T)-1]}, \qquad (1)$$

где $I(\lambda, T)$ – спектральная интенсивность, ε – коэффициент теплового излучения нагретого объекта, λ – длина волны, T – температура, а c_1 и c_2 – физические константы: $c_1 = 2\pi hc^2 = 3{,}7814\times10^8$(Вт·мкм^4/м^2) = $3{,}7814\times10^{-16}$ Вт м^2, $c_2 = hc/k = 14388$(мкм К)=$1{,}4388\times10^{-2}$ м К, h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. Для серых тел коэффициент теплового излучения не зависит от длины волны.

Узкополосные пирометры

Для определения распределения температур объектов с неизвестным коэффициентом излучения применяется двойной акустоопический фильтр в сочетании с монохромной камерой [8]. Измерение температуры осуществляется путем регистрации набора N спектральных изображений, с разрешением ~ 3 нм, теплового излучения от объекта и дальнейшем его сравнением с теоретической кривой Планка методом наименьших квадратов.

$$.S(\varepsilon,T) = \sum_{i=1}^{N}(I(\lambda_i) - \varepsilon g(\lambda_i,T))^2. \qquad (2)$$

При этом калибровка производится по эталонной температурной лампе с известной спектральной интенсивностью ($I(\lambda)_{standard}$) при определенной температуре $T_к$. Лампу помещают в положение, занимаемое образцом, так что измеренная спектральная интенсивность от ($I(\lambda)_{optics}$) лампы и от образца ($I(\lambda)_{measured}$) определяется одними и теми же оптическими путями. Для определения спектральной интенсивности нагретого образца ($I(\lambda)_{corrected}$) используется следующее уравнение:

$$I(\lambda)_{corrected} = I(\lambda)_{measured} \times I(\lambda, T_к)_{standard}/I(\lambda)_{optics}. \qquad (3)$$

Преимуществом ТАОФ является высокая точность (~1,5%) измерения распределения температуры. К сожалению, этот метод не может быть использован для исследования быстрых тепловых процессов, поскольку минимальное время экспозиции камеры при измерении распределения температуры с использованием TAOF составляет 0,1 секунды [5].

Широкополосные пирометры

В работе [7] был предложен новый метод быстрого измерения поверхностного распределения температур на основе восьмицветовой видеокамеры. Было продемонстрирована возможность измерения распределения температуры с частотой 80 Гц. В восьмицветовой видеокамере каждый пиксель является широкополосными приемником излучения. Поэтому, в работе был предложен метод обработки широкополосных спектральных изображений на основе одномерной минимизации метода наименьших квадратов. Суть метода заключается в минимизации следующей суммы квадратов (4), по параметрам *T* и ε.

$$S((\lambda, T) = \sum_{i=1}^{N}[I(\lambda_i) - \varepsilon\, G(\lambda_i, T)]^2 \quad (4)$$

$$G_k(T) = \varepsilon \int_{390}^{800} g(\lambda, T) * r_k(\lambda) d\lambda \quad (5)$$

В случае *N* - канальной камеры измерения излучение фильтруется в *N* каналах с известной спектральной зависимостью, описываемой спектральным функцией светочувствительности $r_k(\lambda)$, $k = 1, \ldots, N$. В этом методе вклад каждого канала представляется в виде суммы квадратов отклонений S и записывается в виде

$$S = \sum_{k=1}^{N} \left(I_m(T) - G_k(T) \frac{\sum_{k=1}^{N} I_k(T) * G_k(T)}{\sum_{k=1}^{N} \left(G_k(T)\right)^2} \right)^2. \quad (6)$$

Определение температуры сводится к одномерному поиску минимума суммы квадратов отклонений *S* (уравнение 6) по параметру *T* (одномерная минимизация). К сожалению, даже в таком ввиде предложенный алгоритм расчета распределения температур не позволяет рассчитать температурную карту в процессе измерений, т.к. время обработки экспериментальных данных существенно превышает время измерения спектрального изображения.

Метод спектрального отношения для RGB камер

Пирометры спектрального отношения определяют температуру объекта по отношению сигналов от двух приемников излучения, работающих на разных длинах волн. При этом излучательная способность измеряемого объекта все же влияет на результаты измерений. Точнее, результат измерения пирометра спектрального отношения зависит не столько от величины излучательной способности или от ее изменения от объекта к объекту, сколько от спектральной зависимости коэффициента излучения от длины волны.

В работе [9] было предложено в качестве приемников спектрального излучения использовать цветные пиксели матрицы RGB камеры. В работе, была проведена спектральная калибровка матрицы камеры следующим образом: световой поток (с заданной длиной волны), выходящий из монохроматора, направлялся светоделителем на объектив 3-х цветной видеокамеры и чувствительный элемент фотоприемника. Отклик пикселей датчика изображения трех цветовых фильтров *Qi*(λ) (где *i* – красный, зеленый и синий) связан с мощностью квазимонохроматического излучения *P*(λ), улавливаемого фотоприемником, в соответствии с (7):

$$Qi(\lambda) = \chi_i(\lambda) P(\lambda), \quad (7)$$

где $\chi_i(\lambda)$ – коэффициент, полученный после калибровки системы для i-го канала камеры, усредненный по площади матрицы.

Данная запись (7), представленная в работе [9], является не совсем верной, т.к. камера измеряет количество фотонов, а не мощность, и поэтому в формуле нет связи со временем накопления сигнала. Запись (7) будет верна, если бы калибровка прибора и последующие измерения осуществлялась при постоянной экспозиции фотоприемника. Количество фотонов определяется как $N = P(\lambda)\,\lambda/\,h\,c\,\Delta t$, более правильная запись:

$$Qi(\lambda) = \chi_i(\lambda)\,P(\lambda)\,\lambda\,/h\,c\,\Delta t. \tag{8}$$

В работе при измерении температуры используются только красный и зеленый каналы измерения, а не синий. Поэтому анализировали двухцветное (красное и зеленое) соотношение яркостей для расчета температуры в каждом пикселе видеокадра. Аналитическое выражение для соотношения двух цветовых каналов представлено в виде:

$$\frac{\text{Green}}{\text{Red}} = \frac{\psi g \int I(\lambda,T)\chi g(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\psi r \int I(\lambda,T)\chi r(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{9}$$

Из которого после находится температура.

К сожалению, в данном методе всего из-за малого количества (двух) измерений появляется большая статистическая ошибка, а широкий диапазон делает его зависимым от изменения излучательной способности от длины волны.

Метод спектрального отношения мультиспектральной камеры

Процедура нахождения температуры методом спектральной пирометрии заключается в измерении интенсивностей I_1 и I_2 на двух длинах волн, и нахождения температуры для планковской функции с той же самой величиной $Z = \varepsilon_1 I_2 / I_2 \varepsilon_2$, которая характеризует отношение интенсивностей излучения серого тела на данных длинах волн [10].

$$T = C_2 \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_2\lambda_1}{\ln\left(Z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5\right)} \tag{10}$$

или,

$$T \sim 1/ln(Z) \tag{11}$$

В данной работе мы использовали мультиспектральную камеру Ximea с размером спектрального элемента 4x4 пикселя. Каждый спектральный канал отличен от соседнего, приблизительно на 17 нм. Нами была проведена пространственная калибровка мультиспектральной камеры монохроматором, и, оказалось, что брать среднее значение по пространству $\chi_i(\lambda)$, как в работе [7,9] приводит к увеличению погрешностей измерения температуры, из-за сильной пространственной неоднородности $\chi_i(\lambda)$. К тому же, для такой калибровки требуется создание абсолютно однородного светового поля монохроматором. В этой связи нами было предложено выполнить калибровку камеры прямо в установке лазерного нагрева в ячейках высокого давления [5] с использованием плоской температурной лампы, предварительно откалиброванной по току и напряжению, при помощи метода определения средней температуры на основе дифракционного спектрометра[10]. Размер ленты лампы составлял 12x4 мм, а область съема 250x500 мкм, поэтому градиент температур при нагреве током был минимален и проверен яркостным пирометром. Среднее значение градиента составило 9,7 *K* на 500 мкм. Нами были рассмотрены различные независимые комбинации измеренных спектральных отношений и наиболее оптимальными по параметрам: 1) пространственное разрешение; 2) изменение излучательной способности от длины волны; 3) сигнал/шум. Оптимальными являются каналы расположенные через, приблизительно, 70 нм.

При этом условии можно считать $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$, что приводит к $Z = I_2/I_2$. Данные каналы являются соседними на матрице камеры, что позволяет обеспечить пространственное разрешение 8 мкм.

Измерения показали, что кривые спектрального отношения *T(Z)* плохо подчиняются зависимости (11), т.к. коэффициент корреляции для длинноволновых каналов составил ~0,87, а для коротковолновых каналов 0,6. Мы связываем это с тем, что отклик одного пикселя от длины волны рис. 1 включает не только один строгий пик. В результате рассмотрения различных типов кривых спектрального отношения, выяснилось, что оптимальной кривой спектрального отношения оказалась сумма двух логарифмов, при которой коэффициент корреляции составлял 0,93-0,97. Ключевым является то, что для каждого спектрального отношения хранится массив размером *NxMx4* (*M, N* размер матрицы камеры) коэффициентов функции спектрального отношения и калибровка производится простой эталонной температурной лампой, поверхность которой максимально приближена к образцу, а не монохроматором, пространственное излучение которого неоднородно.

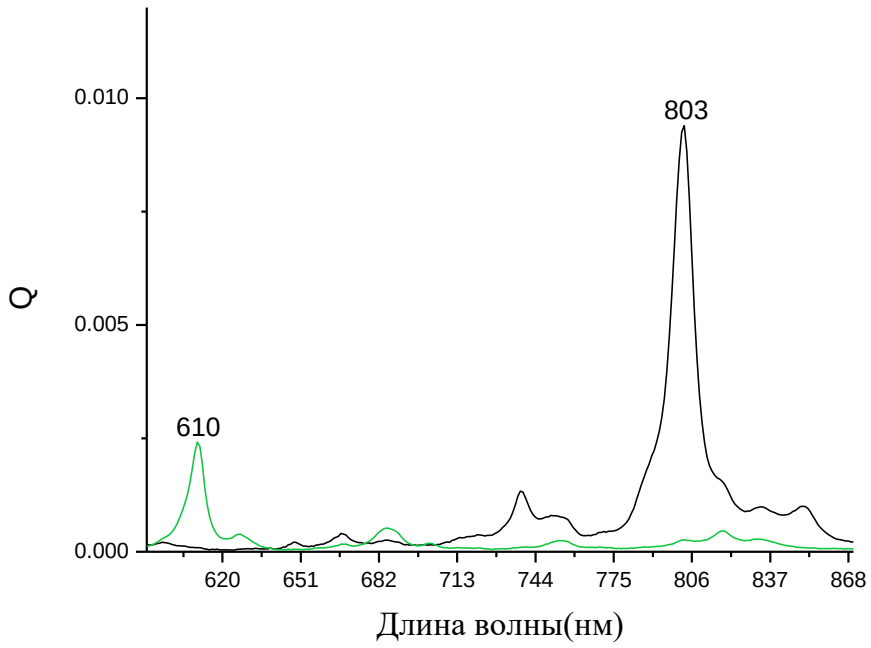
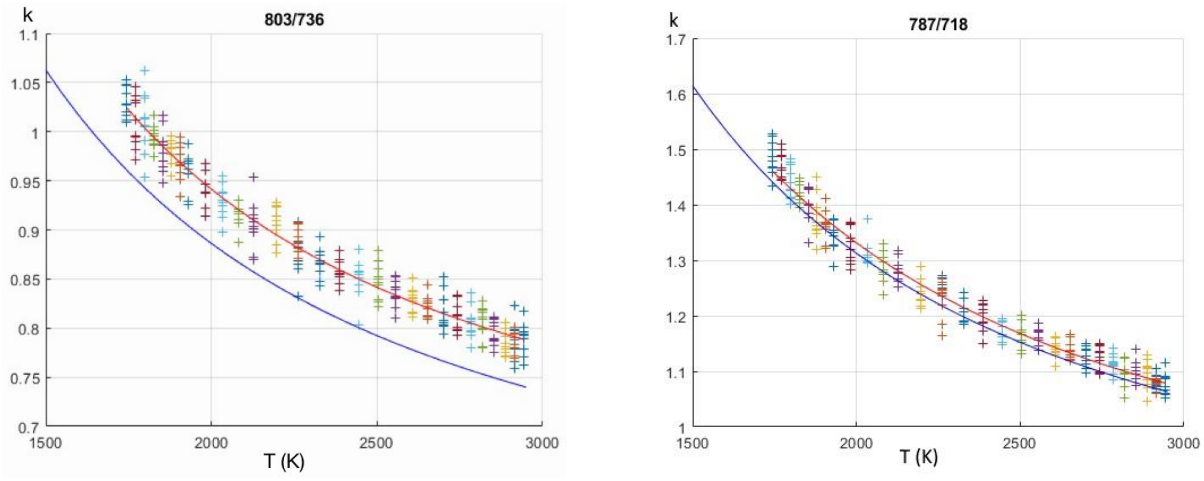


Рис. 1. Квантовая эффективность камеры на длинах волн 803 нм и 610 нм в центральном пикселе матрицы камеры

Мы решили сравнить наш подход с методом, представленным в работе [9]. Используя (4) и (8) запишем аналитическое выражение спектрального отношения для i, j спектральных каналов мультиспектральной камеры с положением x, y.

$$k_{ij}(x,y) = \frac{\int g(\lambda,T)\chi_i(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int g(\lambda,T)\chi_j(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \qquad (12)$$

На рис. 2 крестиками показаны результаты измерений спектрального отношения эталонного источника света с известной температурой, для мультиспектральных каналов в центре камеры с максимальной чувствительностью на длинах волн а) 803 нм и 736 нм и б) 787 нм и 718 нм. Каждый цвет крестиков соответствует определённой экспозиции камеры. Синяя кривая рассчитана по формуле (12) на основе средних по пространству измеренных откликов камеры в системе лазерного нагрева. Видно, что экспериментальные значения лежат выше, что говорит о том, что взятие среднего по пространству спектрального отклика камеры не верно. Хотя некоторые каналы рис. 2 (б) хорошо согласуются с экспериментом.



а) б)

Рис. 2. Спектральное отношение каналов 803 нм и 736 нм, экспериментально полученные значения показаны +, красной фитированой функцией, синей рассчитанные значения

На основе кривых калибровок и их подгонки для каждого канала, было получено распределение температур нагретого лазером ковалентного триазинового каркаса в ячейке высокого давления, при давлении 70 ГПа (рис. 3). На основе 12-ти температурных карт была получена средняя температура и была проведена оценка погрешности, которая в среднем составила менее 5%.

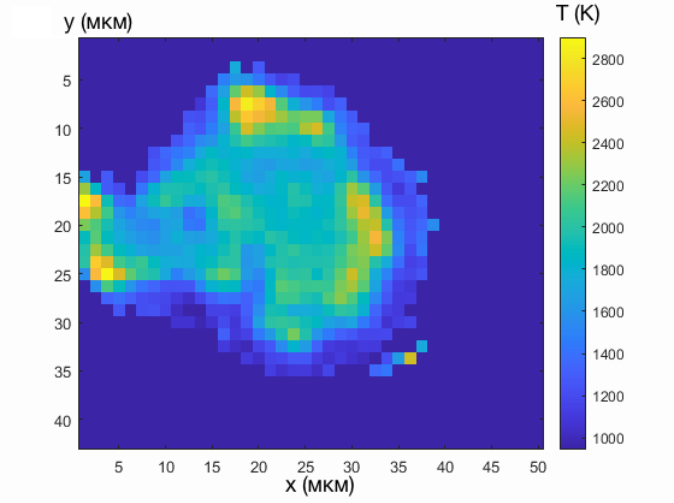


Рис. 3. Распределение температур нагретого лазером ковалентного триазинового каркаса в ячейке высокого давления

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены существующие методы измерения пространственной температуры и способы калибровки спектральной чувствительности матрицы. В качестве калибровки мультиспектральной камеры был собран макет и проведен эксперимент.

Было произведено сравнение зависимостей квантовой эффективности от производителя и измеренной на установке. Было установлено, что экспериментальная кривая отлична от заявленной производителем.

В работе был проведён подбор кривых фитирования, оптимальной является сумма двух логарифмов. Данное фитирование позволяет хранить в памяти 4 коэффициента для каждого пикселя изображения, что значительно ускоряет расчеты и экономит вычислительные ресурсы.

Показано, что метод спектрального отношения позволяет определять распределение температуры нагретого лазером объекта и значительно ускоряет вычисления.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование проведено в рамках работ по Государственному заданию Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН «Разработка новых методов и средств для изучения поведения вещества в условиях высоких давлений и температур» (FFNS-2022-0008). Спектральные исследования пленок были выполнены на уникальной научной установке «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» на базе НТЦ УП РАН [507563, https://unu.ntcup.ru/].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ming L.C., Bassett W.A.** Laser heating in the diamond anvil press up to 2000°C sustained and 3000°C pulsed at pressures up to 260 kilobars // Review of Scientific Instruments. 1974. № 45(9). P. 1115.
2. **Anzellini S.S., Boccato A.** Practical Review of the Laser-Heated Diamond Anvil Cell for University Laboratories and Synchrotron Applications // Crystals. 2020. № 10(6). P. 28.
3. **Dubrovinsky L., Dubrovinskaia N., Prakapenka V.B.** Implementation of micro-ball nanodiamond anvils for high-pressure studies above 6 Mbar // Nat. Commun. 2012. № 3. P. 7.
4. **Machikhin A.S., et al.** Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in-situ measurements of the high temperature distribution // Optics Letters. 2016. № 41. P. 901-904.
5. **Зинин П.В. и др.** Дистанционное измерение распределения температуры на поверхности твёрдых тел при воздействии мощного лазера в ячейках высокого давления // Успехи физических наук. 2022. № 192(8). С. 1-13.
6. **Zinin P. V. et al.** Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter // High Pressure Research. 2019. № 39(1). P. 131-149.
7. **Булатов К.М. и др.** Мультиспектральная камера для быстрого измерения распределения высоких температур. Светотехника. (2022). № 5, стр. 67-70
8. **Bulatov K.M. et al.** Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object // Computer Optics. 2017. № 41(6). P. 864-868
9. **Glushkov D., Egorov R., Klepikov D.M.** High-speed contactless measurements of temperature evolution during ignition and combustion of coal-based fuel pellets // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2021. № 175. P. 121359.
10. **Magunov A.N.** Spectral pyrometry (Review) // Instruments and Experimental Techniques. 2009. № 52(4). P. 451.

Bulatov K. M., Zinin P.V., Kutuza I.B.

Scientific-Technological center of unique instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: zosimpvz@mail.ru

APPLICATION OF THE SPECTRAL RATIO METHOD FOR FAST MEASUREMENT OF TEMPERATURE DISTRIBUTION WITH A MULTISPECTRAL CAMERA

ABSTRACT

This paper describes remote methods for measuring the temperature distribution without knowledge of the emissivity on multispectral cameras.

The calibration of a multispectral camera against a reference temperature radiation source for operation with a spectral ratio is shown. In this paper, we analyzed the application of the modified method of spectral ratio pyrometry. It is shown that this method makes it possible to determine the temperature distribution in the region of heating by a powerful laser of a reference sample with a 16-channel multispectral camera in real time. The advantage of multispectral cameras is the high accuracy (~5%) and speed of measuring the temperature distribution

REMOTE TEMPERATURE MEASUREMENT, REMOTE TEMPERATURE MEASUREMENT ERRORS, LEAST SQUARES METHOD

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8+574/577

Ванюшин М.В.[1], Носов П.А.[1], Зинин П.В.[2], Бурлаков А.Б.[3], Борде А.С.[1]

[1] МГТУ им. Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-ая бауманская, 5/1, E-mail: van.mih2000@mail.ru
[2] Научно-Технологический Центр Уникального Приборостроения Российской Академии Наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: zosimpvz@mail.ru
[3] Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И НАБЛЮДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ МИКРООБЪЕКТОВ НА ПРИМЕРЕ ЭМБРИОНОВ РЫБКИ ДАНИО

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящен описанию методов моделирования вязкоупругих колебаний сферических биологических объектов миллиметрового масштаба в программе COMSOL и проверке результатов на лабораторном стенде, который состоит из акустической системы возбуждения и оптической системы наблюдения. В качестве образцов проанализированы эмбрионы рыбки данио диаметром не более 3 миллиметров на разных этапах развития, получены их резонансные частоты колебаний и связь этих частот с вязкоупругими характеристиками объектов. Новизна данной работы заключается в математическом моделировании собственных частот колебания эмбрионов в программе COMSOL и выявлении этих частот в лабораторных условиях. В перспективе данное исследование позволит изучить структуру биообъектов на новом уровне, найти новые методы подавления микроорганизмов и вирусов, а также решить проблемы адресной доставки лекарств в организме человека и другие задачи в биомедицине.

БИОМЕДИЦИНА, ОПТИКА, РЕЗОНАНС, РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ, ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ, МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, ОПТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ЭМБРИОНЫ РЫБКИ ДАНИО

ВВЕДЕНИЕ

Резонансы биообъектов в последнее время становятся все более изучаемой темой [1-4]. Возможность использования в биомедицине для диагностики, лечения, а также для исследования структуры биообъектов и их размножения делает область акустических колебаний важной для изучения научным сообществом [4-6]. Актуальность данной работы заключается в разработке методов моделирования биообъектов в программе COMSOL и в сравнении результатов модели и экспериментальных исследований.

Создание модели таких биообъектов, как, например, эмбрионы, позволит получать их физические параметры и анализировать структуру без проведения большого количества экспериментов, в том числе и для прикладных применений. Понимание ограничений и важных

условий модели также позволит улучшить и доработать практическую и теоретическую части для получения наибольшей эффективности исследования.

СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ ЭМБРИОНА

Математическое моделирование собственных частот эмбриона в программе COMSOL

Создание модели эмбриона

Задачей данного этапа является моделирование собственных частот эмбриона рыбки данио в COMSOL, которое состоит из следующих этапов:
создание геометрии;
присвоение физических параметров исходя из необходимых исследований и заданных целей;
выбор физических модулей для дальнейшего расчета;
проведение расчета с заданными параметрами.

Исследуемые эмбрионы рыбки данио имеют сферическую форму. Биологический материал эмбриона отсутствует в COMSOL, поэтому был создан самостоятельно с помощью следующих параметров: модуль Юнга [7], плотность (было использовано приближение воды – плотность взята как у воды, поскольку именно подобная жидкость составляет большую часть внутренности эмбриона), скорость звука в среде (использована скорость звука в воде как приближение) и модуль сдвига [1]. Представим полученные параметры в таблице 1.

Табл. 1. Характеристики эмбриона рыбки данио [1,7]

Характеристика	**Значение**
Плотность	1000 кг/м^3
Модуль Юнга	21 Па
Модуль сдвига	5*10^3 Н/м^2
Скорость звука в среде	1500 м/с

Для анализа структуры твердого объекта используется модуль физики «Механики твердых тел» («Solid Mechanics»). Модуль механик твердых тел работает на основе тензоров и законов классической физики. Внутри модуля заданы граничные условия, условия для окружающей и внутренней сред. В рамках физического модуля эмбриону задано свойство линейного эластичного материала («Linear Elastic Material»), свободной поверхности («Free») и задаем силу гравитации («Gravity»).

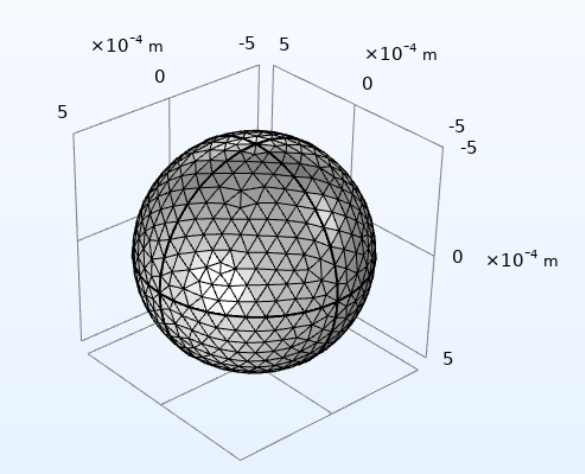


Рис. 1. Эмбрион с точной сеткой

Поскольку исследования в COMSOL проводятся с помощью метода конечных элементов, наша геометрия была разбита сеткой с размером областей, выбранными исходя из эмпирических соображений. Выбор сетки незначительно влияет на результат. Покажем для эмбриона диаметром 1 мм точное разбиение сетки с количеством элементов 18524 на рис.1.

Для такой сетки собственная частота на выбранной нами моде колебаний будет равна 66 Гц, более подробное описание получения собственных частот приведено ниже. Результат показан на рис. 2.

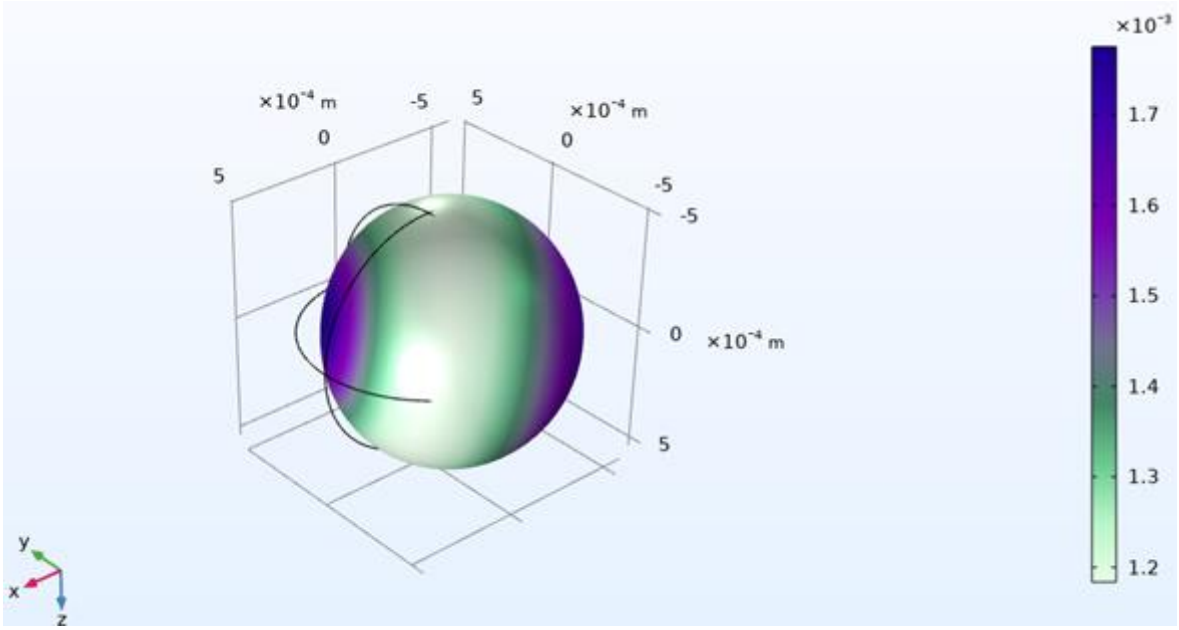


Рис. 2. Колебания эмбриона при точном разбиении сетки

Для сравнения рассмотрим грубое разбиение сетки с количеством элементов 3131, как показано на рис. 3.

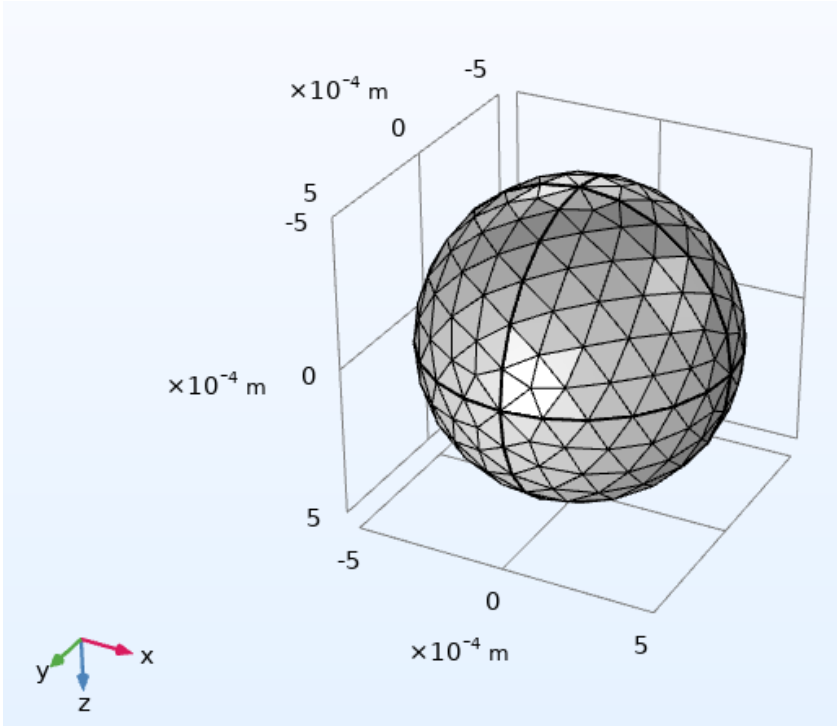


Рис. 3. Эмбрион с грубой сеткой

Для такой сетки собственная частота будет равна 66 Гц, изображение колебаний приведено на рис. 4.

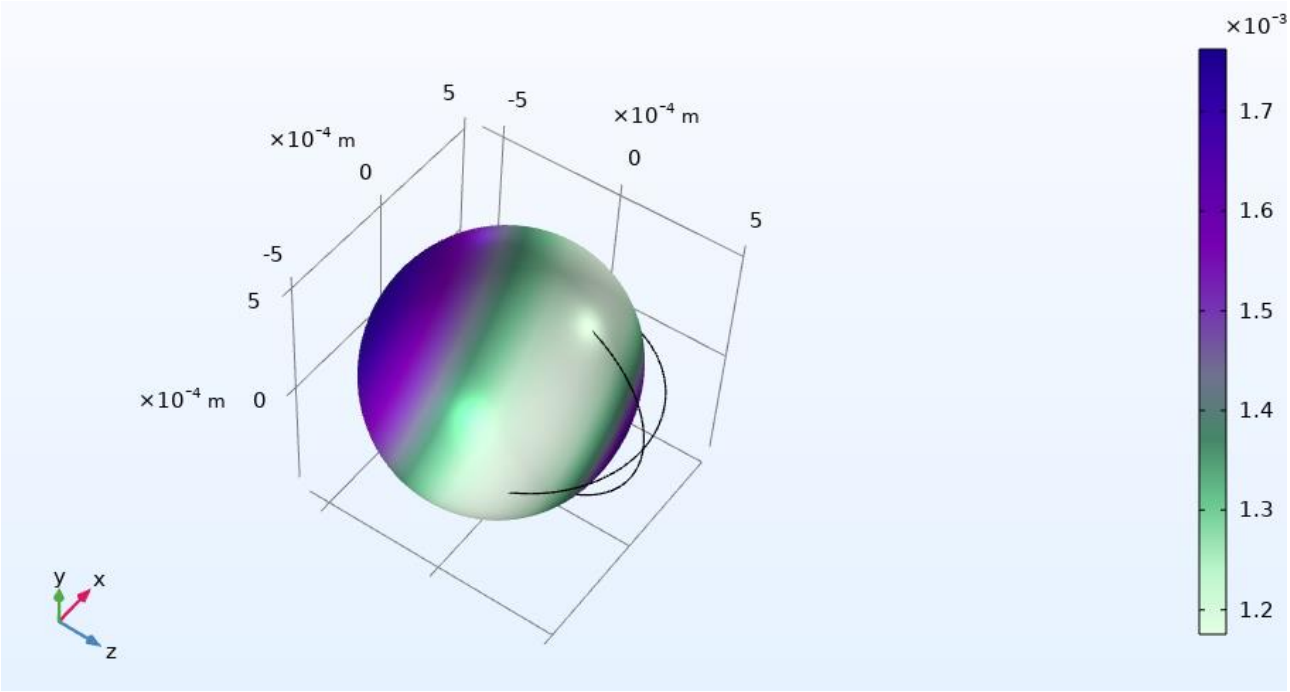


Рис. 4. Колебания эмбриона при грубом разбиении сетки

Таким образом в целях оптимизации расчетов будем использовать грубое разбиение сетки, поскольку от изменений размера элементов результат не меняется.

После построения сетки можно перейти к расчету. Поскольку задачей данного этапа является нахождение собственных частот объекта, выбрано исследование «Собственные частоты» («Eigenfrequency»). Используется решатель ARPACK, поиск по области с ожидаемым числом частот 20 и максимальным 200. При этом значения ответа в реальной и мнимой части заключены в диапазоне [0, 1000], который был подобран по эмпирическим соображениям. Рассмотрим результаты расчета.

Результаты моделирования

В результате расчета получен ряд данных, из которых важны значения полученных собственных частот и формы моды. COMSOL не позволяет получить напрямую номер моды колебания, поэтому по трехмерному графику формы моды можно судить о ее номере. Результат для эмбрионов различного диаметра представлен в таблице 2.

Табл. 2. Собственные частоты второй моды колебания для эмбриона рыбки данио различного диаметра согласно расчёту в COMSOL

Диаметр эмбриона, мм	Собственная частота на второй моде колебания, Гц
3	22
2	33
1	66
0,5	133

Изображение колебаний выглядят для всех размеров схоже, представим резонанс на второй моде для эмбриона диаметром 1 мм на рис. 5.

Вторая мода характеризуется одновременным сжатием или растяжением двух полюсов сферы, что и видно на рис. 5.

Получив результаты моделирования, перейдем к экспериментальным исследованиям.

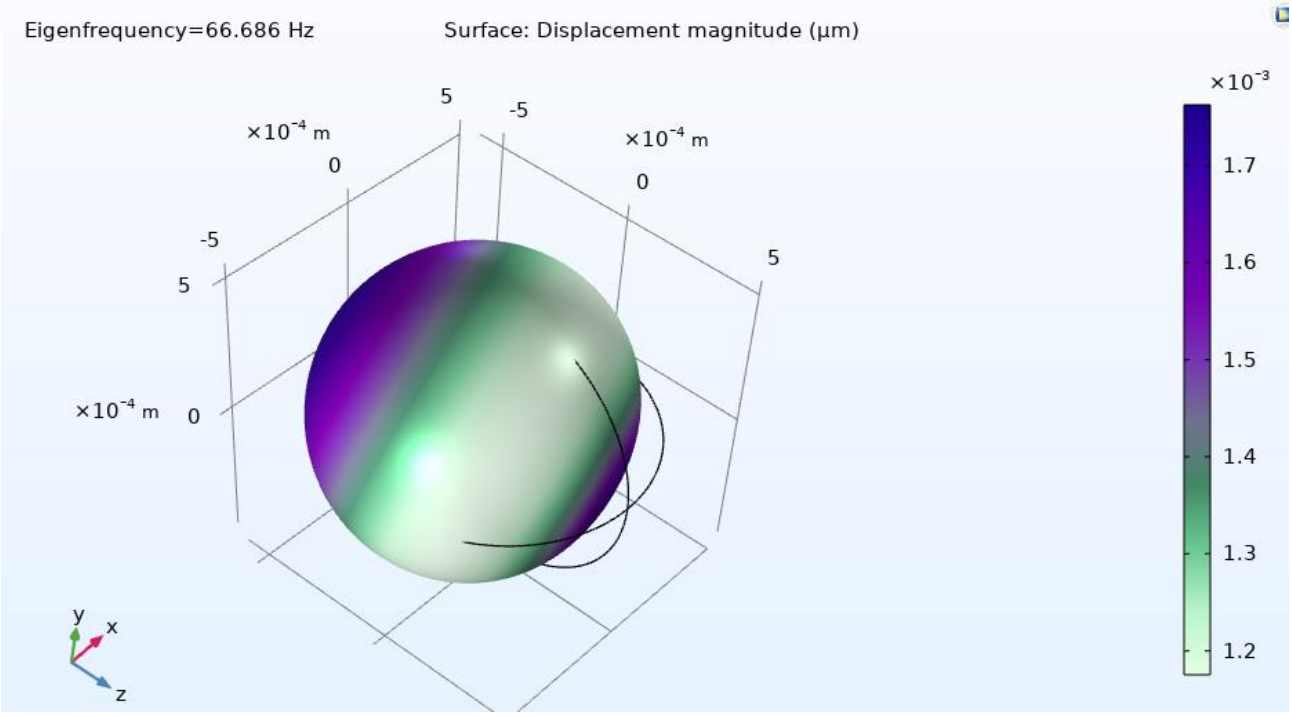


Рис. 5. Колебания эмбриона диаметром 1 мм на частоте 66 Гц. Легенда представляет степень смещения относительно спокойного состояния в мкм

Нахождение собственных частот эмбрионов рыбки данио на практике

Лабораторный стенд возбуждения и наблюдения колебаний

Резонанс проявляется в значительном увеличении амплитуды колебаний на резонансных частотах по сравнении с нерезонансными. Поэтому для обнаружения собственных частот в биологических объектах необходимо создать систему возбуждения колебаний в них и наблюдения за этими колебаниями. Такой лабораторный стенд реализован на практике. Выбрана механическая (акустическая) система возбуждения колебаний по причине простоты, дешевизны и возможности легкого манипулирования объектами в процессе исследования и оптическая система наблюдения колебаний в силу несложности элементов и изображения высокого качества, которое позволяет регистрировать не только амплитуду движения, но и динамику эмбриона и его содержимого. Созданный стенд приведен на рис. 5.

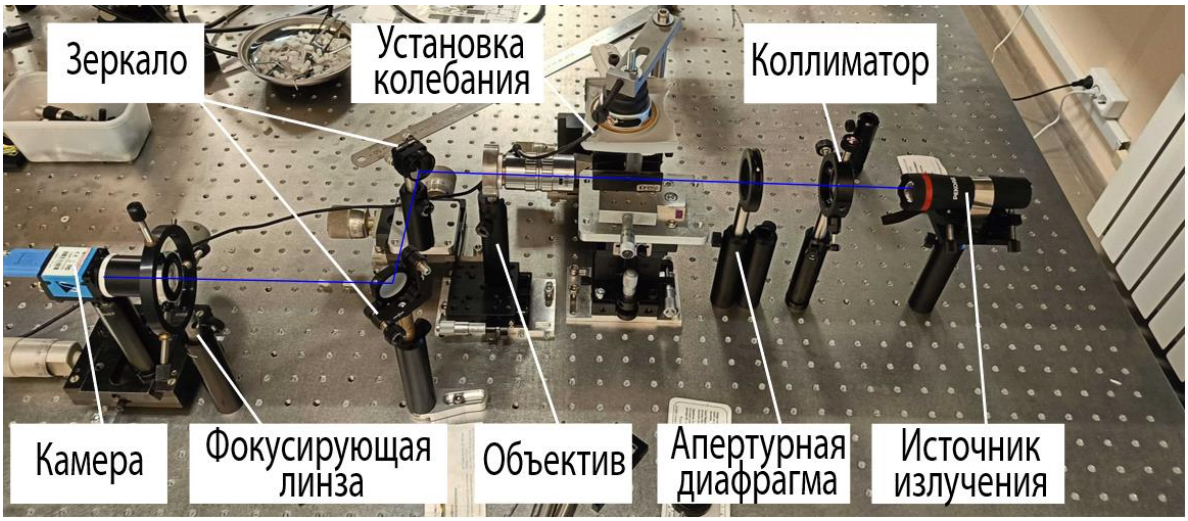


Рис. 5. Стенд возбуждения и наблюдения колебаний

В стенде динамик генерирует акустическую волну, которая распространяется по стержню к эмбриону. Свет из источника излучения преобразуется коллиматором, проходит апертурную диафрагму, регулировка которой позволяет изменять освещенность изображения, и попадает на эмбрион, находящийся в фокусе объектива. После объектива расположены два зеркала, одно из которых позволяет осуществлять юстировки в вертикальной, а другое – в горизонтальной плоскости. После объектива и зеркал излучение попадает на линзу, которая проецируют изображение на камеру. С помощью записанных на камеру видеокадров проводится анализ положения границы объекта в зависимости от частоты, в результате чего вычисляется амплитудно-частотная характеристика изучаемого объекта, которая позволяет найти резонанс конкретного образца и, таким образом, определить вязкоупругие характеристики. Результат показан на рис. 6.

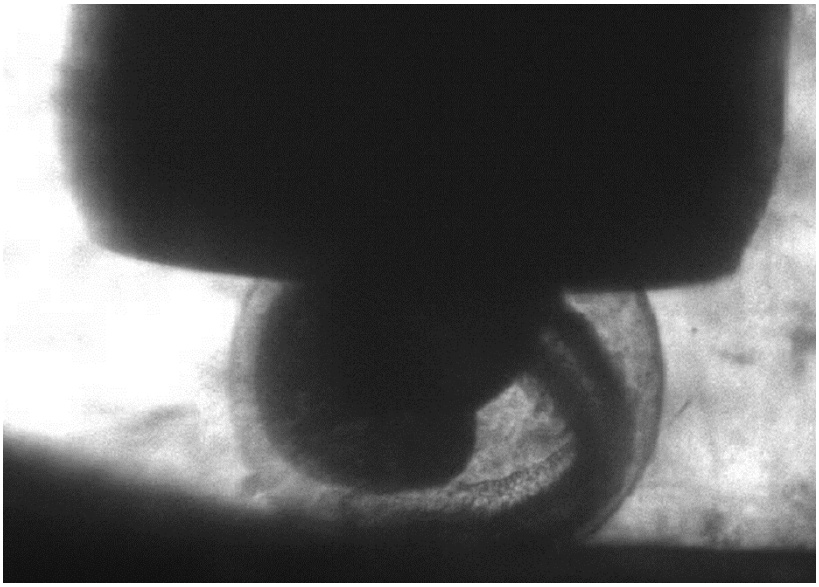


Рис. 6. Изображение эмбриона диаметром 1 мм.

Результаты экспериментов

На указанном стенде собираются данные колебаний эмбрионов на различных частотах, которые обрабатываются с помощью программы MATLAB с целью построить амплитудно-частотную характеристику. Один из результатов таких вычислений приведен на рис. 7.

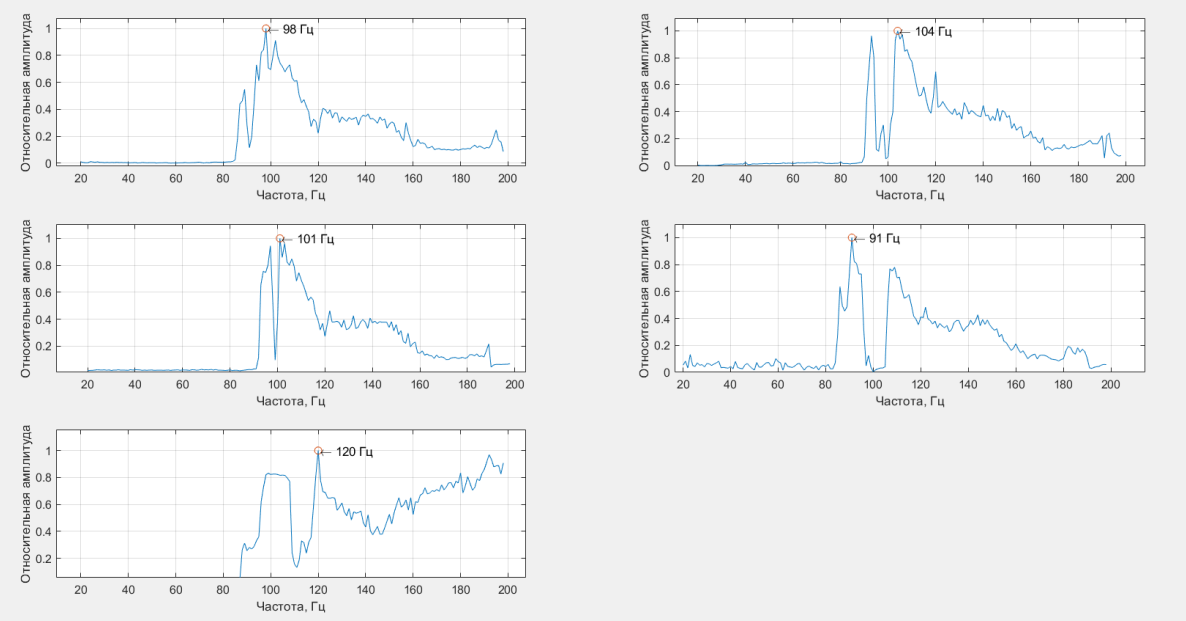


Рис. 7. Амплитудно-частотные характеристики для эмбриона диаметром 1 мм

На рисунке приведены результаты для эмбриона 1 мм и составляют для конкретных пяти экспериментов в среднем 103 Гц. Усредненный по 30 экспериментам результат (100 Гц) отличается от вычисленного в COMSOL на 34 Гц. Отличие результатов моделирования в COMSOL с полученными данными обусловлено динамикой вязкоупругих характеристик, которая не может быть полностью учтена в рамках дискретного описания биообъектов в существующих научных работах. Например, при модуле Юнга 45 Па результат согласуется с экспериментальной частотой. Кроме того, сказывается упрощение модели в виде однородности структуры эмбриона, что не наблюдается в реальности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами была разработана модель эмбриона в COMSOL с возможностью вычисления собственных частот, и проведены расчеты, давшие для эмбриона диаметром 1 мм результат 66 Гц. Был реализован стенд возбуждения и наблюдения колебаний, на котором проведены эксперименты с эмбрионом диаметром 1 мм. В результате 30 экспериментов был получен средний результат 100 Гц, который отличается от вычисленного в модели на 34 Гц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Jordan J.E.L., et al.** Microscopic multifrequency MR elastography for mapping viscoelasticity in zebrafish // Magnetic Resonance in Medicine. 2022. № 87(3). P. 1435-1445.
2. **Panagopoulos D.J., Karabarbounis A., Margaritis L.H.** Mechanism for action of electromagnetic fields on cells // Biochemical and biophysical research communications. 2002. № 298(1). P. 95-102.
3. **Kim J.-w., et al.** Magnetic nanotweezers for interrogating biological processes in space and time // Accounts of chemical research. 2018. № 51(4). P. 839-849.
4. **Adams C.F., Pickard M.R., Chari D.M.** Magnetic nanoparticle mediated transfection of neural stem cell suspension cultures is enhanced by applied oscillating magnetic fields // Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine. 2013. № 9(6). P. 737-741.
5. **Maksymov I.S., Huy Nguyen B.Q., Suslov S.A.** Biomechanical Sensing Using Gas Bubbles Oscillations in Liquids and Adjacent Technologies: Theory and Practical Applications // Biosensors. 2022. № 12(8). P. 624.
6. **Lamprecht C., Hinterdorfer P., Ebner A.** Applications of biosensing atomic force microscopy in monitoring drug and nanoparticle delivery // Expert Opinion on Drug Delivery. 2014. № 11(8). P. 1237-1253.
7. **McHenry M.J., van Netten S.M.** The flexural stiffness of superficial neuromasts in the zebrafish (Danio rerio) lateral line // Journal of Experimental Biology. 2007. № 210(23). P. 4244-4253.

Vanyushin M.V.[1], Nosov P.A.[1], Zinin P.V.[2], Burlakov A.B.[3], Borde A.C.[1]

[1] Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, Moscow, ul. Baumanskaya 2-ya, 5/1, E-mail: van.mih2000@mail.ru
[2] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, ul. Butlerova, 15, E-mail: zosimpvz@mail.ru
[3] Lomonosov Moscow State University, Russia, 119991, Moscow, Leninskie Gory, 1.

MODELING AND VISUALISATION OF OSCILLATIONS OF BIOLOGICAL MICROOBJECTS ON THE EXAMPLE OF ZEBRAFISH EMBRYO

ABSTRACT

Report focuses on description of methods of modeling of viscoelastic oscillations of spherical biological objects with millimetric scale in the COMSOL program and verification of results on a laboratory bench, which consists of acoustic vibration excitation system and optical visualization system. Zebrafish embryos with diameter not exceeding 3 mm were analyzed at different stages of development, it was achieved their resonance frequencies and relationship between these frequencies and viscoelastic properties of objects. Novelty of this work is to modeling of eigenfrequencies of embryos in the COMCOL program and detection of this frequencies in laboratory conditions. In the long term this study allows to examine the structure of bio-objects on a new level, find new methos of suppression of microorganisms and viruses, as well as solve the problems of targeted delivery of drugs to human body and other tasks on biomedicine.

BIOMECIDINE, OPTICS, RESONANSE, EIGENFREQUENCYS, VIBRATION EXCITATION, MATHEMATICAL MODELING, OPTICAL DEVICE, ZEBRAFISH EMBRYOS

Секция 8

Акустооптика и оптоакустика

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.421

Пожар В.Э., Морозов А.И., Мачихин А.С., Козлов А.Б.

Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва,
E-mail: ai.morozv@gmail.com

ОПТИЧЕСКИЙ ПИНЦЕТ С АКУСТООПТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена задача создания установки для микроманипулирования биообъектами с немеханическим сканированием. В основу положен двухкоординатный акустооптический дефлектор для управления количеством оптических ловушек и их расположением. Такое устройство изготовлено с использованием двух кристаллических ячеек из парателлурита. Его тестирование одновременно с разработанным специализированным программным обеспечением продемонстрировало возможность реализации различных режимов анализа: многочастичный захват, сортировка и пр. Разработанный экспериментальный стенд на базе биологического инвертированного микроскопа позволяет с помощью лазерного излучения (671 нм) сформировать требуемое количество ловушек в заданных положениях, захватить частицы и контролируемо перемещать каждую из них по заданным траекториям. Одновременная визуализация объектов и ловушек позволяет в реальном времени производить сложные манипуляции. На примере микрочастиц пищевых дрожжей экспериментально показана эффективность разработанных аппаратно-программных средств. Созданный стенд может найти применение в биомедицине и материаловедении для автоматизированного, прецизионного и высокопроизводительного микроманипулирования.

ОПТИЧЕСКИЙ ПИНЦЕТ, ДВУХКООРДИНАТНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР, МНОГОЧАСТИЧНОЕ МАНИПУЛИРОВАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Оптический пинцет – инструмент, в котором используется сильно сфокусированный лазерный луч, который воздействует на микроскопические частицы и позволяет их удерживать и перемещать.

Развитие технологии оптического захвата началось в 1970 году, когда Артур Эшкин продемонстрировал, что диэлектрические частицы могут быть захвачены и перемещены посредством давления излучения. С того момента оптический пинцет стал мощным инструментом, как в физике, так и в биологии для манипулирования атомами, микроскопическими и наноразмерными частицами, такими как биомолекулы, клетки, вирусы, бактерии [1-4].

Оптический пинцет использует световые пучки для захвата и удержания микроскопических объектов. Этот эффект объясняется изменением импульса света при прохождении через объект, что создает силу, возвращающую объект в центр ловушки (фокус), и заставляющую объект следовать за положением пучка.

Для управления положением пучка могут быть использованы различные устройства, такие как зеркальные и зеркально линзовые системы, электрооптические и акустооптические (АО) дефлекторы, пространственные модуляторы света (SLM).

Основными преимуществами акустооптических устройств являются: отсутствие подвижных элементов и значительные углы отклонения, составляющие несколько градусов. Время отклика АО дефлектора составляет десятки микросекунд, что превышает время отклика электрооптических устройств, однако, значительно меньше, чем у механических и SLM устройств.

Оптические пинцеты с АО дефлекторами широко распространены в различных областях науки и техники из-за их быстродействия, точности позиционирования и жесткости создаваемых ловушек [5-7]. Акустооптические дефлекторы позволяет создавать в пинцете одновременно несколько ловушек, за счет быстрого периодического переключения между различными положениями, что возможно в АО устройствах благодаря быстрым цифровым синтезаторам с частотой переключения до 100 кГц [8]. Также существует возможность создания одновременно нескольких ловушек и быстрого изменения их параметров [9, 10].

В данной работе несколько ловушек создается за счет использования АО дефлектора с управляющим сигналом, переключаемым по частоте. Такой сигнал приводит к быстрой переадресации лазерного луча между различными угловыми положениями. Сформированные пучки посредством микрообъектива фокусируются в плоскости изображения и образуют множество ловушек.

Целью работы являлась разработка оптического пинцета с акустооптическим управлением и исследование его возможностей. В задачи входила разработка самой установки, а также программного обеспечения для отображения объектов и управления захватом. Основная новизна работы заключается в реализации режима многочастичного манипулирования (мульти-трэппинга) с помощью акустооптического двухкоординатного дефлектора с быстропереключаемой рабочей частотой. Представленный метод позволяет независимо управлять в реальном времени положением каждой ловушки, их количеством и прикладываемой в ней «силой». Результаты работы могут найти применение в биомедицине и материаловедении для автоматизированного, прецизионного и высокопроизводительного микроманипулирования.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема разработанного оптического пинцета, приведенная на рис. 1, содержит следующие основные части:

- система формирования оптической ловушки;
- система сканирования;
- система наблюдения.

Система формирования оптической ловушки содержит твердотельный лазер MRL-III-671 с длиной волны излучения 671 нм, излучение которого пропускается через АО дефлектор, телескопическую систему для увеличения углового поля дефлектора, и микрообъектив Olympus RMS100X-O с увеличением 100× и числовой апертурой 1,25, который формирует сильно сфокусированный пучок.

Система сканирования состоит из двухкоординатного оптического дефлектора и двухканального синтезатора электрического сигнала рабочей частоты, разработанных в НТЦ УП РАН. Диапазон частот синтезатора составляет 64 - 96 МГц, что обеспечивает углы отклонения в пределах $\pm 1°$.

Система наблюдения представляет собой видеокамеру DFK AFU420-CCS с объективом LM75JC1MS (фокусное расстояние $f' = 75$ мм).

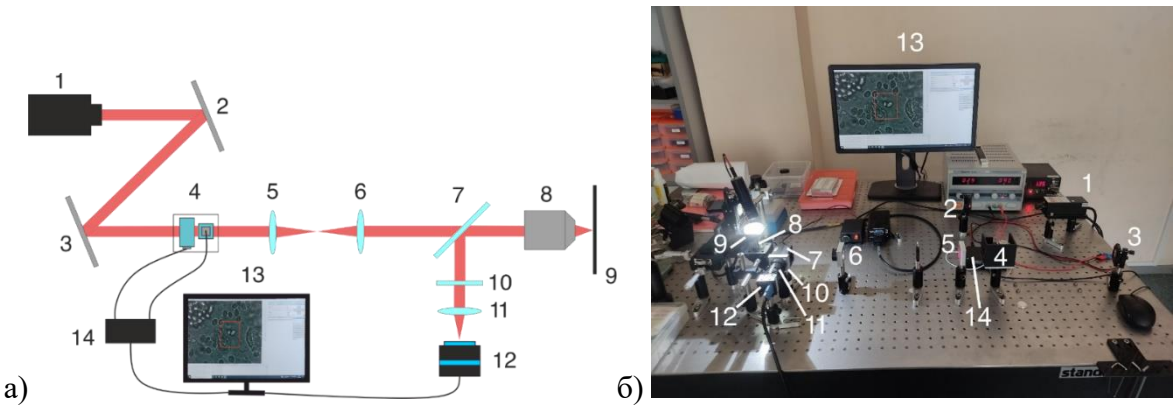


Рис. 1. Экспериментальная установка. Принципиальная схема (а) и общий вид (б):
1 – лазер; 2,3 – юстировочные зеркала; 4 – АО дефлектор; 5,6 – телескопическая система;
7 – дихроическое зеркало; 8 – микрообъектив; 9 – предметный столик; 10 – фильтр;
11 – объектив; 12 – видеокамера; 13 – компьютер; 14 – ВЧ генератор

Акустооптический дефлектор содержит два перпендикулярно кристалла парателлурита TeO_2, взаимно развернутых на 90° вокруг направления хода лазерного луча, к торцу каждого из которых прикреплен пьезоэлемент-излучатель. При подаче высокочастотного (ВЧ) сигнала на пьезоэлемент по кристаллу распространяется акустическая волна, вызывающая периодическое изменение показателя преломления и, таким образом, образующая фазовую решетку для света. Лазерный пучок отклоняется на угол, определяемый частотой ВЧ сигнала, так что перестройка частоты позволяет сканировать пучком по углу. Пара дефлекторов позволяет перемещать пучок в двух ортогональных направлениях.

На кристаллы подаются независимые сигналы от двухканального синтезатора, что позволяет смещать пучок лазера по двум координатам в пределах 2×2°. Линейное рабочее поле пинцета составляет $\Delta x = 75$ мкм по обеим направлениям.

Управляющая зависимость, связывающая частоту сигнала ВЧ генератора f с координатой в плоскости стола x, приведена на рис. 2. Для координаты y зависимость аналогичная.

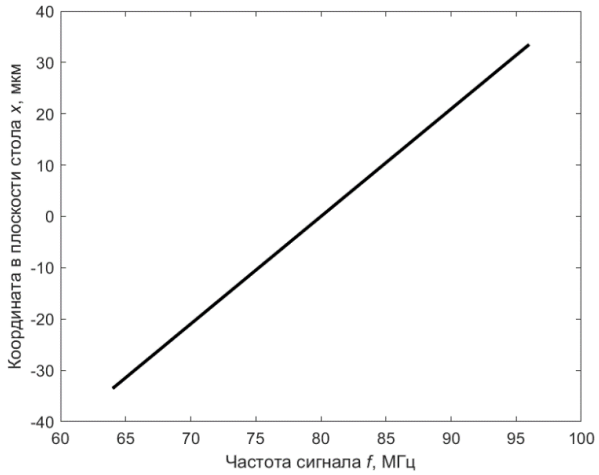


Рис. 2. Зависимость координаты x в плоскости стола от частоты сигнала, генерируемого ВЧ генератором f

ПРОГРАММА УПРАВЛЕНИЯ

Разработанная программа для управления синтезатором ВЧ электрического сигнала позволяет получать изображение с камеры и управлять ловушкой следующими способами: курсором мыши, клавишами клавиатуры, кнопками в графическом интерфейсе программы.

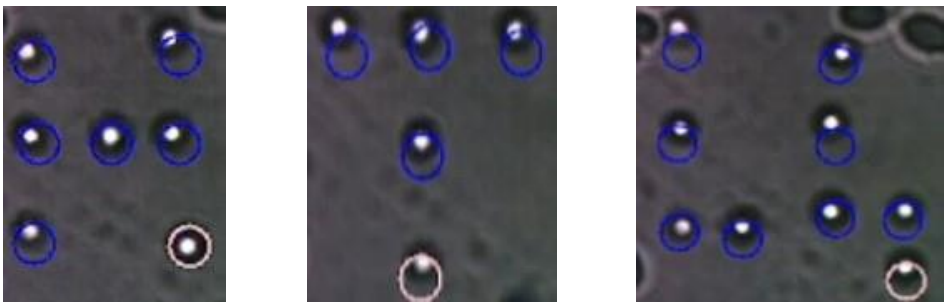
Также имеется возможность задавать траекторию движения, по которой частица начнет движение после соответствующей команды.

В многолучевом режиме с помощью разработанной программы можно задать количество ловушек, их положение и «сила». В этом режиме программа преобразует массив координат точек, соответствующих требуемым положениям ловушек, в массив частот, который затем отправляется на устройство управления генератором ультразвука. Важно, что в память управляющего устройства может загружаться весь массив данных, описывающих траекторию движения, что позволяет избежать больших задержек при переключении между различными положениями ловушек, так как не требует постоянной передачи информации с компьютера. В этом случае предельно достижимая частота переключений составляет 1 МГц.

ТЕСТИРОВАНИЕ

Для проверки работоспособности установки и оценки пригодности разработанного устройства для захвата частиц было проведено тестирование, в ходе которого осуществлялось манипулирование микрочастицами, образованными пищевыми дрожжами в виде порошка. Манипуляции микрочастицами сводились к перемещению их по различным траекториям с разной скоростью и регулируемым шагом. Тестирование показало эффективность разработанных средств манипулирования.

В качестве проверки возможности выполнения более сложных заданий исследовались возможности группировки частиц в виде геометрических фигур. В этом тесте указывались траектории перемещения частиц до заданной конечной позиции, а затем одновременно запускалось их движение. Пример групп частиц, выложенных в виде букв, приведен на рис. 3. Аналогично с помощью установки можно проводить сортировку частиц, т.е. перемещение частиц в различные области в зависимости от типа объекта.



а) б) в)

Рис. 3. Выстраивание частиц в виде букв, составляющих аббревиатуру «НТЦ»:
а) - буква «Н»; б) – буква «Т»; в) – буква «Ц»

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы была разработана и собрана рабочая установка оптического пинцета с акустооптическим управлением. В собранной установке реализован режим формирования нескольких одновременно существующих оптических ловушек. Разработана программа управления оптическим пинцетом для манипулирования частицами в различных режимах.

Дальнейшее развитие установки планируется проводить в следующих направлениях:

1) улучшение оптических характеристик пинцета (рабочее поле, сила ловушки);
2) реализации более сложных режимов манипулирования частицами за счет различных алгоритмов работы программы, в том числе автоматизированных;
3) создание методами акустооптики возможности изменения профиля интенсивности излучения в фокусе пучка, что расширит возможности захвата частиц и позволит, в частности, работать не только с диэлектрическим, но и с проводящими объектами

Работа выполнена в рамках госзадания (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bustamante C.J., Chemla Y.R., Liu S., Wang M.D.** Optical tweezers in single-molecule biophysics // Nat Rev Methods Primers. 2021. Vol. 1. 29 p. (doi: 10.1038/s43586-021-00021-6)

2. **Heller I., Hoekstra T.P., King G.A., Peterman E.J., Wuite G.J.** Optical tweezers analysis of DNA–protein complexes // Chem. Rev. 2014. Vol. 114, P. 3087–3119.

3. **Fazal F.M., Block S.M.** Optical tweezers study life under tension // Nat Photonics. 2011. Vol. 5(6). P. 318-321.

4. **Polimeno P., Magazzù A., Iatì M.A., Patti F., Saija R., Esposti Boschi C.D., Donato M.G. Gucciardi P.G., Jones P.H., Volpe G., Maragò O.M.** Optical tweezers and their applications // In Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2018. Vol. 218 P. 131-150.

5. **Hsu T.W., Zhu W., Thiele T., Brown M.O., Papp S.B., Agrawal A., Regal C.A.** Single-atom trapping in a metasurface-lens optical tweezer // PRX Quantum. 2022. Vol. 3(3). P. 030316.

6. **Brooks R.V., Spence S., Guttridge A., Alampounti A., Rakonjac A., McArd L.A., Cornish S.L.** Preparation of one 87Rb and one 133Cs atom in a single optical tweezer // New Journal of Physics. 2021. Vol. 23(6). P. 065002.

7. **Kaufman A.M., Ni K.K.** Quantum science with optical tweezer arrays of ultracold atoms and molecules // Nature Physics. 2021. Vol. 17(12). P. 1324-1333.

8. **Ott D., Nader S., Reihani S., Oddershede L.** Simultaneous three-dimensional tracking of individual signals from multi-trap optical tweezers using fast and accurate photodiode detection // Opt. Express. 2014. Vol. 22. P. 23661-23672.

9. **Bola R., Treptow D., Marzoa A., Montes-Usategui M., Martín-Badosa E.** Acousto-holographic optical tweezers // Optics letters. 2020. Vol. 45(10). P. 2938-2941.

10. **Treptow D., Bola R., Martín-Badosa E., Montes-Usategui M.** Artifact-free holographic light shaping through moving acousto-optic holograms // Scientific Reports. 2021. Vol. 11(1). P. 21261.

Pozhar V.E., Morozov A.I., Machikhin A.S., Kozlov A.B.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, E-mail: ai.morozv@gmail.com

OPTICAL TWEEZERS WITH ACOUSTO-OPTICAL CONTROL

ABSTRACT

The problem of nonmechanical micromanipulation of microscopic biological objects is considered. A two-coordinate acousto-optical deflector is used as technical platform for controlling the number and positions of optical traps. The device is based on two paratellurite crystal cells. It was tested with an original software in various modes: multi-trapping, sorting, etc. An experimental setup was developed on base of biological inverted microscope. The tweezer uses laser radiation (671 nm) to produce the desired number of traps in given positions, to capture particles, and to move each of them along given paths. Simultaneous displaying of the microobjects and the traps provides real-time control of each element of complex structures. The effectiveness of the developed hardware-software tools was demonstrated experimentally with use of powder food yeast. The most promising applications of tweezers are automated, precision and high-performance micromanipulation in biomedicine and materials science.

OPTICAL TWEEZERS, 2D ACOUSTO-OPTICAL DEFLECTOR, MULTI-TRAPPING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.932.2

Шипко В.В.[1,2], Пожар В.Э.[2]

[1] Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина», Россия, 394064, г. Воронеж, ул. Старых Большевиков, 54а
[2] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, 117342, г. Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: shipko.v@bk.ru

АЛГОРИТМ КОРРЕКЦИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИМ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТРОМ В УСЛОВИЯХ УГЛОВЫХ ОТКЛОНЕНИЙ

АННОТАЦИЯ

Рассматривается модель формирования спектральных изображений акустооптическим гиперспектрометром в условиях угловых отклонений носителя аппаратуры. Определена связь отклонений гиперспектрометра по углам крена, тангажа и рыскания с характером геометрических искажений формируемых спектральных изображений. Разработан алгоритм коррекции искажений спектральных изображений по данным инерциальной навигационной системы. Результаты лабораторного эксперимента и численного моделирования показали высокое качество коррекции и вычислительную простоту разработанного алгоритма.

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ, ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ, КОРРЕКЦИЯ, НАВИГАЦИОННАЯ СИСТЕМА, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР, БЕСПИЛОТНЫЙ ЛЕТАТЕЛЬНЫЙ АППАРАТ

ВВЕДЕНИЕ

Развитие средств дистанционного зондирования характеризуется активным внедрением технологий гиперспектральной съемки. Современные образцы гиперспектральной аппаратуры позволяют получать изображения в сотнях узких полос ультрафиолетового, видимого и ближнего инфракрасного диапазонов спектра [1, 2]. Результаты гиперспектральных измерений могут эффективно использоваться для решения задач обнаружения малоразмерных и замаскированных объектов [3, 4], идентификации объектов исследуемой поверхности, определения их состояния и динамики, пространственно-спектральной классификации объектов [5].

К настоящему времени разработаны разнообразные схемы и конструкции гиперспектральных систем. По принципу спектральной селекции их можно разделить на два основных класса. К первому классу относятся системы с пространственным разложением спектра, например, с помощью призмы, а ко второму – системы, имеющие в своём составе перестраиваемый по длинам волн оптический фильтр (монохроматор). Системы первого класса, в основном, реализованы по принципу щелевого строчного сканирования, в которых

развертка изображения осуществляется считыванием сигналов линеек матричного приемника, ориентированного поперек направления полета носителя. Системы же второго типа позволяют получать кадры спектральных изображений последовательно в заданном поле зрения. Особенно эффективным средством выборочной регистрации спектральных изображений, являются акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры [6], обеспечивающие быстрый и произвольный спектральный доступ и достаточно высокое качество изображения.

Существующие гиперспектральные системы на основе АО фильтров [2] обладают тактико-техническими характеристиками, обеспечивающими их размещение на малогабаритных беспилотных летательных аппаратах (БПЛА) с возможность получения спектральных изображений в достаточно широком диапазоне длин волн (450–850 нм) с высоким спектральным разрешением. Однако в случае последовательной спектральной регистрации с борта БПЛА каждый регистрируемый кадр спектрального изображения будет характеризоваться своей пространственной ориентирацией. Поэтому при установке подобной аппаратуры неподвижно (гиростабилизация отсутствует) на БПЛА, подвергающийся неизбежным возмущениям по углам Эйлера [7], будут возникать геометрические искажения формируемых спектральных изображений, что может значительно снизить эффективность решения задач обнаружения, распознавания и классификации объектов по их пространственно-спектральным признакам.

Решение этой проблемы за счет установки гиперспектральной аппаратуры на гиростабилизированную платформу позволяет частично скомпенсировать возникающие искажения. При этом существенными ограничениями такой стабилизации являются большой вес и энергопотребление, что неприемлемо для малогабаритных БПЛА.

Можно выделить множество других альтернативных решений этой проблемы, например, использование дополнительного кадрового сенсора (видеокамеры) синхронизированного с гиперспектральной системой [8-10] с целью получения опорных изображений. Дальнейшая обработка может быть реализована путем [8] сопоставления отдельных кадров видеокамеры в порядке их последовательности, определении сдвига и поворота каждого последующего кадра относительно предыдущего, формировании линии траектории съемки и внесение соответствующих поправок в гиперспектральное изображение. Еще один подход [9, 10] заключается в поиске опорных точек или линий, соответствующих одним и тем же объектам на гиперспектральном и опорном изображениях, и минимизация их неравномерности. При этом большинство существующих способов и алгоритмов коррекции геометрических искажений ориентированы на гиперспектрометры щелевого сканирования и не подходят для гиперспектрометров кадрового типа, а существующие методики юстировки мультиспектральных (телевизионных и тепловизионных) кадровых датчиков изображений в основном ориентирована на фиксированные поля зрения разноспектральных систем [11], либо включают в себя ряд процедур обработки изображений (выделение контуров, поиск опорных точек, проективные преобразования) [12], что для большого набора спектральных изображений может занять недопустимо много времени.

Поэтому актуальным является разработка вычислительно простого и эффективного алгоритма геометрической коррекции спектральных изображений формируемых АО гиперспектрометром в условиях угловых отклонений БПЛА.

В качестве опорной информации для коррекции предлагается использовать данные углового положения БПЛА от штатной инерциальной навигационной системы при условии жесткой фиксации гиперспектральной системы.

Цель исследования – разработка модели искажений гиперспектральных изображений формируемых АО гиперспектрометром в условиях угловых колебаний БПЛА и синтез алгоритма коррекции таких искажений на основе угловых данных от инерциальной навигационной системы.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Модель формируемого по строкам i и столбцам j L-компонентного гиперспектрального изображения в общем случае можно представить в следующем виде:

$$B_{i,j,l} = \left[B_{i,j,1} \quad B_{i,j,2} \quad \cdots \quad B_{i,j,L} \right], \tag{1}$$

где $i = 1,...,I$, $j = 1,...,J$; I, J – число строк и столбцов изображения соответственно; $B_{i,j,l} \in [0,...,2^N - 1]$ – значения яркости спектральной компоненты l элемента (i, j); $l = 1,...,L$; N – разрядность величины яркости изображения.

При этом каждое формируемое l-тое спектральное изображение $B_{i,j,l}$ будет характеризоваться своими параметрами ориентации – углами крена γ_l, тангажа θ_l и рыскания ψ_l в момент измерения этого спектрального изображения t_l.

Отклонение по углу крена

На рис. 1 показана обобщенная модель формирования спектральных изображений оптической системой в поперечном сечении y, где f – фокусное расстояние, ω_y – половина поперечного угла поля зрения, H – высота съемки, D_y – ширина поперечной области обзора при съемке в надир, D'_y – ширина поперечной области обзора при съемке с креном γ, $\Delta D_y = OO'$ – смещение центра O' области обзора при съемке с углом крена относительно центра O при съемке в надир.

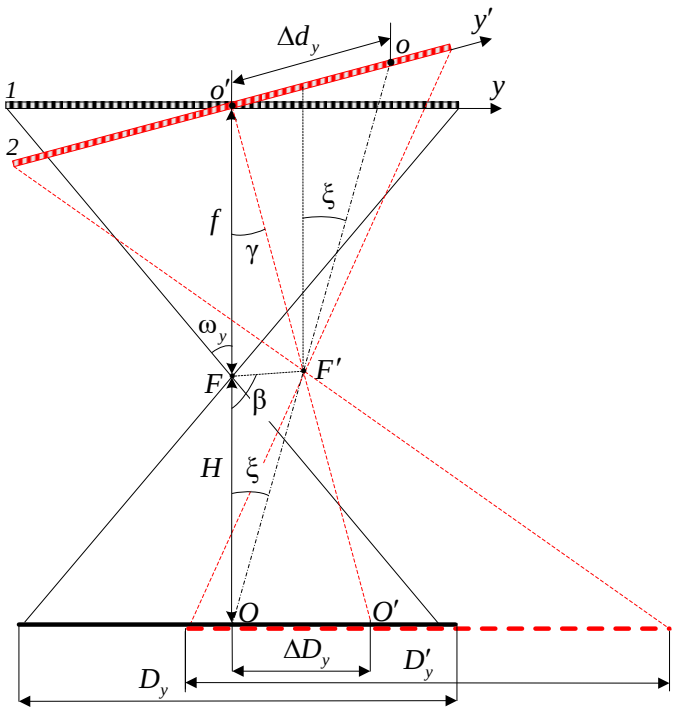


Рис. 1. Модель формирования спектральных изображений (поперечное сечение)

При условии, что фотоприемная матрица в положении *1* и *2* будет характеризоваться общим центром O, то расстояние на местности ΔD_y будет определять смещение центра изображения O при съемке в надир относительно центра O' при съемке с углом крена γ.

Следуя геометрическим соображениям проекцию участка обзора ΔD_x на плоскость матрицы в положении *2* можно определить по следующему выражению:

$$\Delta d_y = f \tan(\gamma + \xi). \tag{2}$$

С учетом того, что $f << H$ можно оценить угол $\xi \approx (f/H)\gamma$. В реальных условиях съемки ($H = 50,...,1000$ м) угол ξ будет иметь весьма малые значения, поэтому в дальнейших вычислениях им можно пренебречь.

Отсюда количество пикселей поперечного смещения формируемого изображения при угле крена γ будет определяться как

$$\Delta j = \text{round}\left[\frac{\Delta d_y}{a_y}\right], \tag{3}$$

где a_y – поперечный размер пиксела; $\text{round}[\ldots]$ – оператор округления.

Таким образом, модель искаженного изображения $\tilde{B}_{i,j,l}$ относительно его эталонного положения $B_{i,j,l}$ (без крена) можно представить в следующем виде при положительных отклонениях по крену (вправо)

$$\tilde{B}^{+\gamma}_{i,j,l} = B_{i,j-\Delta j,l}. \tag{4}$$

В качестве исходных данных при определении смещения Δj необходимо иметь точные значения a_y и f, а также угловые значения крена γ, полученные от навигационной системы.

Отклонение по углу тангажа

Модель искажений регистрируемых спектральных изображений при наклоне по тангажу θ описывается аналогично и отличается лишь тем, что смещение Δi происходит по строкам в продольном направлении x.

Отклонение по углу рыскания

Искажения как функция угла рыскания обусловлены поворотом плоскости изображения xy вокруг центральной точки O на угол ψ, а координаты повернутого изображения будут описываться выражением

$$\begin{pmatrix} \tilde{i} \\ \tilde{j} \end{pmatrix} = \text{round}\left[\begin{pmatrix} i + \Delta x \\ j + \Delta y \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix}\right]. \tag{5}$$

Расчет центрирующих коэффициентов Δx и Δy выполняется по следующим формулам

$$\Delta x = r_x - I/2,\ \Delta y = r_y - J/2, \tag{6}$$

$$r_x = r \cdot \sin(\varphi),\ r_y = r \cdot \cos(\varphi),\ \varphi = \alpha + \psi, \tag{7}$$

$$r = \sqrt{\left(\frac{I}{2}\right)^2 + \left(\frac{J}{2}\right)^2}, \tag{8}$$

$$\alpha = \arctan\left(\frac{I/2}{J/2}\right). \tag{9}$$

Пояснение расчета по формулам (6)–(9) приведено на рис. 2, где *1* – плоскость исходного (неискаженного) кадра, *2* – плоскость кадра повернутого на угол ψ, *3* – плоскость кадра *2* смещенного на $i+\Delta x$, $j+\Delta y$.

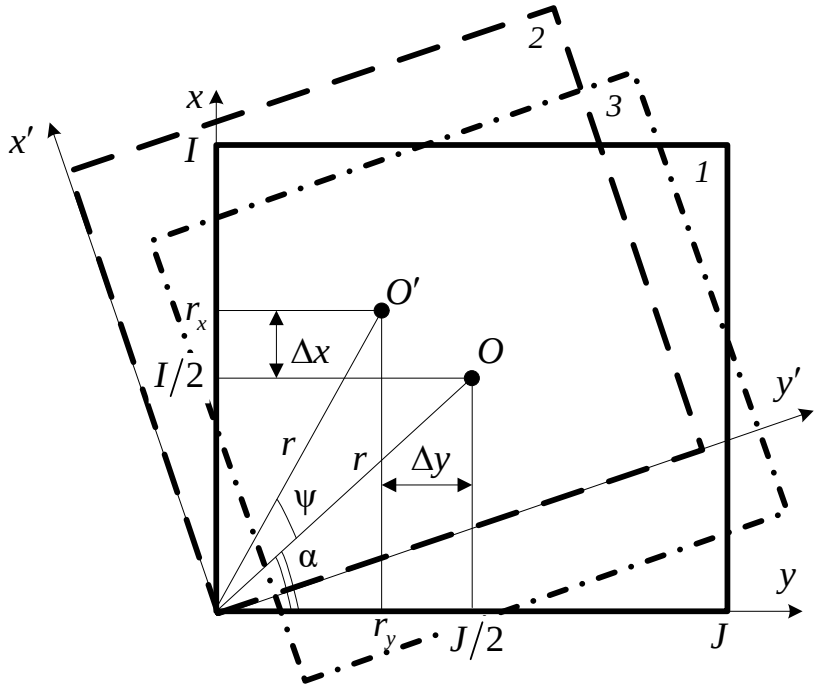


Рис. 2. Влияние рыскания на поворот и смещение регистрируемого спектрального изображения

Тогда модель искаженного изображения $\tilde{B}_{i,j,l}$ при отклонениях по углу рыскания относительно его эталонного положения $B_{i,j,l}$ можно представить в следующем виде

$$\tilde{B}^{\psi}_{i,j,l} = B_{(i+\Delta x)\cos\psi-(j+\Delta y)\sin\psi,(i+\Delta x)\sin\psi+(j+\Delta y)\cos\psi,l}. \tag{10}$$

АЛГОРИТМ КОРРЕКЦИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ИСКАЖЕНИЙ

В соответствии с представленной моделью формирования изображений АО гиперспектрометром в условиях угловых колебаний по углам крена γ_l, тангажа θ_l и рыскания ψ_l, алгоритм коррекции искажений l-того спектрального изображения будет состоять из следующих этапов.

Шаг 1. Синхронное получение l-того спектрального изображения $\tilde{B}_{i,j,l}$ и соответствующих ему l-тых значений крена γ_l, тангажа θ_l и рыскания ψ_l.

Шаг 2. Определение величин Δd_x и Δd_y по осям x и y соответственно.

Шаг 3. Определение целого количества пикселей Δi_l и Δj_l для смещения l-того кадра по строкам и столбцам соответственно.

Шаг 4. Расчет центрирующих коэффициентов Δx и Δy для обратного поворота плоскости изображения на угол ($-\psi$).

Шаг 5. По данным направления изменения углов крена, тангажа и рыскания, выполняется коррекция искаженных спектральных изображений $\tilde{B}_{i,j,l}$ в соответствии с выражениями

$$\hat{B}_{i,j,l}^{+\gamma-\theta\pm\psi} = \tilde{B}_{[(i+\Delta x)\cos(-\psi)-(j+\Delta y)\sin(-\psi)]+\Delta i,[(i+\Delta x)\sin(-\psi)+(j+\Delta y)\cos(-\psi)]+\Delta j,l}, \quad (11)$$

$$\hat{B}_{i,j,l}^{+\gamma-\theta\pm\psi} = \tilde{B}_{[(i+\Delta x)\cos(-\psi)-(j+\Delta y)\sin(-\psi)]-\Delta i,[(i+\Delta x)\sin(-\psi)+(j+\Delta y)\cos(-\psi)]+\Delta j,l}, \quad (12)$$

$$\hat{B}_{i,j,l}^{-\gamma+\theta\pm\psi} = \tilde{B}_{[(i+\Delta x)\cos(-\psi)-(j+\Delta y)\sin(-\psi)]+\Delta i,[(i+\Delta x)\sin(-\psi)+(j+\Delta y)\cos(-\psi)]-\Delta j,l}, \quad (13)$$

$$\hat{B}_{i,j,l}^{-\gamma-\theta\pm\psi} = \tilde{B}_{[(i+\Delta x)\cos(-\psi)-(j+\Delta y)\sin(-\psi)]-\Delta i,[(i+\Delta x)\sin(-\psi)+(j+\Delta y)\cos(-\psi)]-\Delta j,l}. \quad (14)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

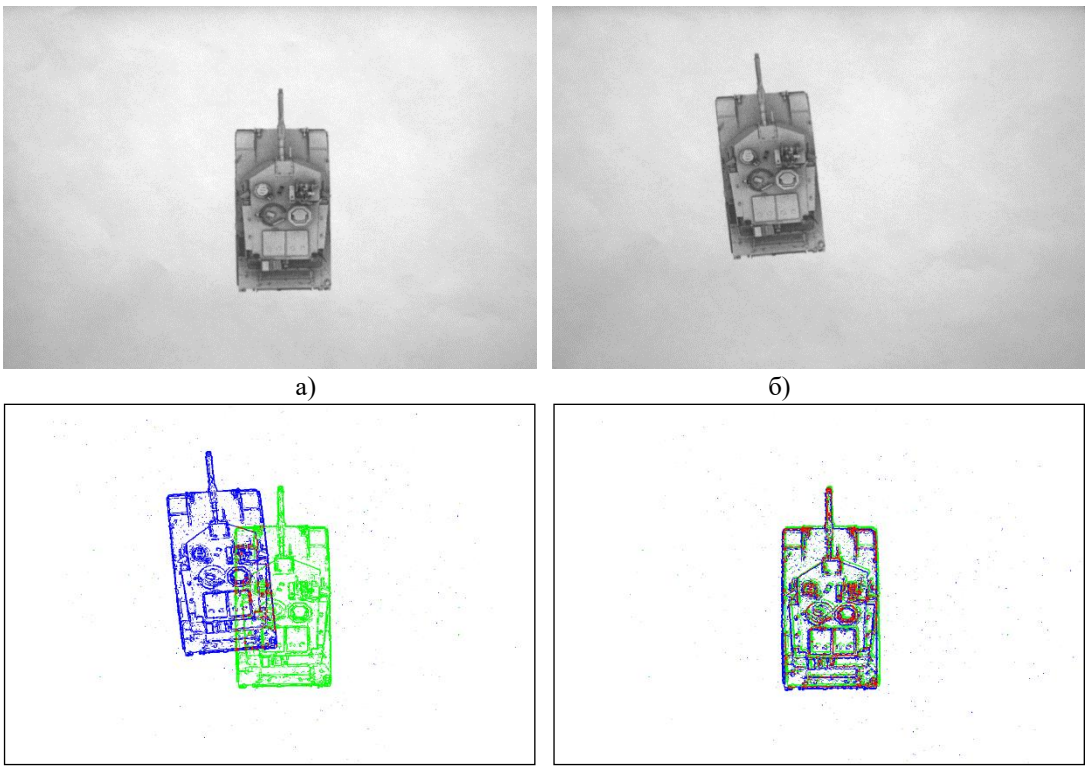
Для проверки работоспособности предложенного алгоритма коррекции, была собрана экспериментальная установка, в состав которой входят: камера SDU-R204 с фокусным расстоянием 20 мм и размером пиксела фотоприемной матрицы $4,65\times4,65$ мкм; поворотный стол КПА-5 с возможностью выставления требуемых углов крена, тангажа и рыскания; снимаемый объект; компьютер с программно-реализованным алгоритмом коррекции. При проведении эксперимента выставлялись углы отклонения поворотного стола с располагаемой на нем жестко зафиксированной камерой, и проводилась регистрация тестового объекта, после чего сформированная совокупность изображений при разных углах ориентации камеры подвергалась коррекции по разработанному алгоритму. На рис. 3 показан результат коррекции одного из таких изображений. Оценка пространственного положения контуров скорректированного и исходного (без искажений) изображений показала, что средняя по строкам и столбцам ошибка коррекции составляет 4 пиксела.

С целью более глубокого анализа точностных характеристик алгоритма был проведен ряд численных исследований. В качестве параметра погрешности геометрической коррекции по строкам, столбцам и угловому положению спектральных изображений выбрано следующее выражение:

$$\delta_{\Delta j_l,\Delta i_l,\psi_l} = \sqrt{\left(\left[\Delta\hat{j}_l,\Delta\hat{i}_l,\hat{\psi}_l\right]-\left[\Delta\bar{j}_l,\Delta\bar{i}_l,\bar{\psi}_l\right]\right)^2} \quad (15)$$

где $\left[\Delta\hat{j}_l,\Delta\hat{i}_l,\hat{\psi}_l\right]$ – вычисляемые значения параметров коррекции по зашумленным измерениям углов γ_l, θ_l, ψ_l с нулевым средним и заданным среднеквадратическим отклонением (СКО) $\sigma_{\gamma_l,\theta_l,\psi_l}$; $\left[\Delta\bar{j}_l,\Delta\bar{i}_l,\bar{\psi}_l\right]$ – истинные значения параметров (рассчитанные без шума).

На рис. 4 представлены значения углов γ_l, θ_l, ψ_l при формировании l-того изображения, где кривая характеризует истинные значения угла, а точки – значения, полученные с погрешностью, распределенной по нормальному закону с нулевым средним и СКО – $\sigma_{\gamma_l,\theta_l,\psi_l}=0,1$.

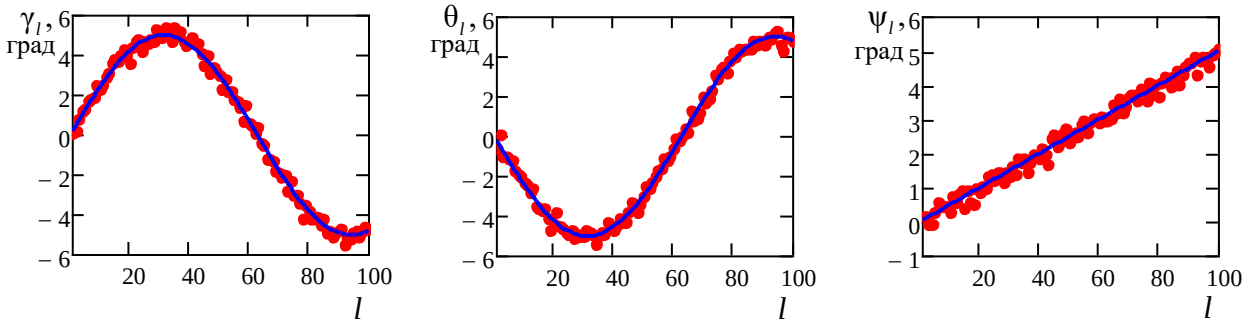


а) б)

в) г)

Рис. 3. Результат геометрической коррекции изображения: а – изображение, полученное при нулевых углах отклонения; б – изображение, полученное при $\gamma = 1^{\circ}$, $\theta = 1^{\circ}$, $\psi = 5^{\circ}$; в – наложение контуров изображений без коррекции; г – наложение контуров изображений с коррекцией по разработанному алгоритму

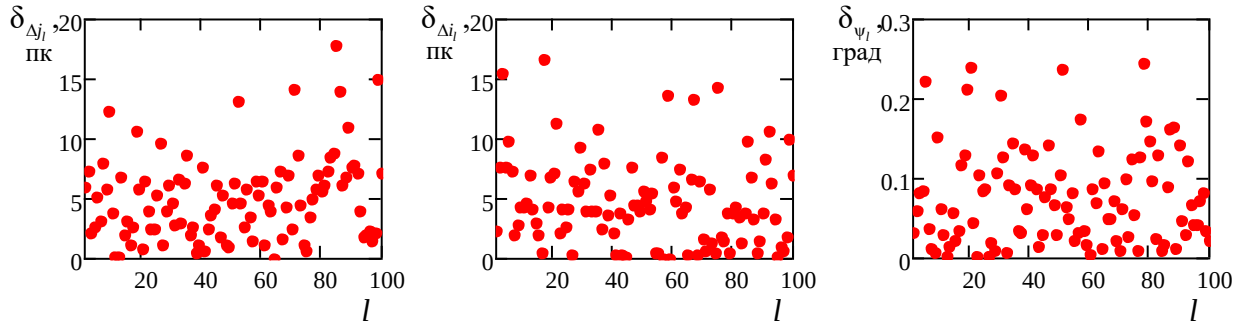
На рис. 5 показаны погрешности (15) для данных приведенных на рис. 5. Анализ показал, что усредненные по L=100 значениям угловых отклонений, погрешности $\delta_{\Delta j}$ и $\delta_{\Delta i}$ соответствуют пяти пикселям (пк) по строкам и столбцам формируемых изображений, а среднее значение погрешности поворота изображений δ_{ψ} составляет 0,06°.



а) б) в)

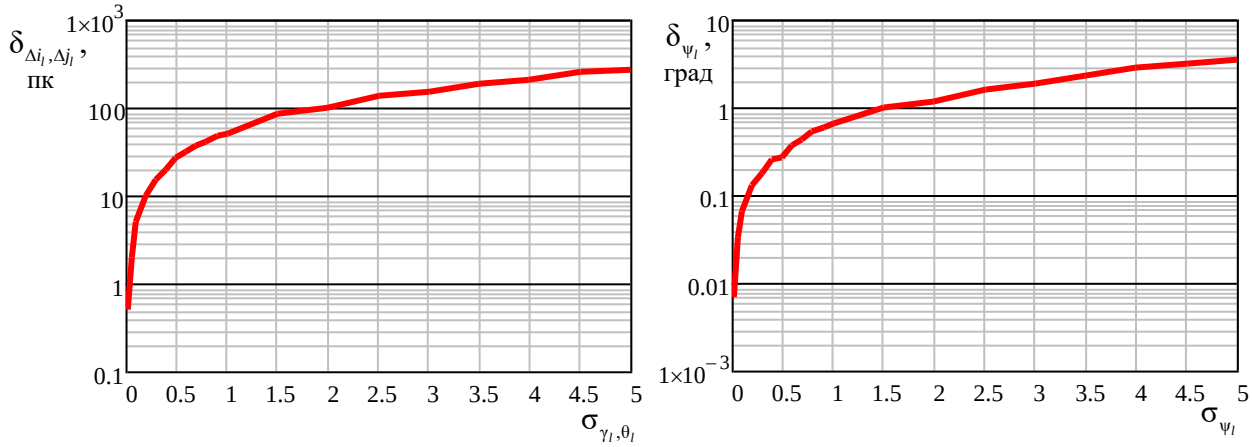
Рис. 4. Зависимости изменения угла крена (а), тангажа (б) и рыскания (в) от индекса формируемого спектрального изображения

На рис. 6 представлены зависимости погрешностей коррекции (15) от СКО измерения углов $\sigma_{\gamma_l,\theta_l,\psi_l}$, полученные путем усреднения по L=100 значениям. Учитывая, что СКО измерения углов в современных инерциальных навигационных системах для беспилотных летательных аппаратов порядка 0,05°, то погрешности совмещения спектральных изображений по строкам и столбцам будут составлять около трех пикселей, а угловая погрешность 0,03°.



а) б) в)

Рис. 5. Погрешности коррекции спектральных изображений при шуме измерения с $\sigma = 0{,}1$ для угла крена (а), тангажа (б) и рыскания (в)



а) б)

Рис. 6. Зависимости погрешностей совмещения спектральных изображений по строкам и столбцам (а) и углу поворота (б) от СКО измерения углов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, анализ экспериментальных и численных исследований разработанного алгоритма показал достаточно высокую эффективность коррекции геометрических искажений изображений, вызванных угловыми колебаниями системы регистрации. Остаточные искажения скорректированного изображения могут быть обусловлены погрешностями измерения навигационных данных, погрешностями в заданных параметрах оптической системы (фокусное расстояние, размер пиксела матрицы), а также погрешностями округления при вычислениях. В тоже время разработанный алгоритм является вычислительно простым по сравнению с известными [8-12] и позволяет проводить коррекцию гиперспектральных изображений в масштабе времени близком к реальному.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Виноградов А.Н., Егоров В.В., Калинин А.П., Родионов А.И., Родионов И.Д.** Линейка авиационных гиперспектрометров ультрафиолетового, видимого и ближнего инфракрасного диапазонов // Оптический журнал. 2016. Т. 88. № 4. С. 54-62.
2. **Пожар В.Э., Мачихин А.С., Гапонов М.И., Широков С.В., Мазур М.М., Шерышев А.Е.** Гиперспектрометр на основе перестраиваемых акустооптических фильтров для БПЛА // Светотехника. 2018. № 4. С. 47-50.
3. **Юхно П.М., Огреб С.М., Тишанинов М.В.** Статистический синтез гиперспектрального обнаружителя // Автометрия. 2015. Т. 51. № 3. С. 61-69.

4. **Юхно П.М.** Особенности обнаружения цветных объектов человеком в сравнении с техническими устройствами гиперспектрального типа // Оптический журнал. 2022. Т. 89. № 7. С. 27-36.
5. **Борзов С.М. Потатуркин О.И.** Спектрально-пространственные методы классификации гиперспектральных изображений. Обзор // Автометрия. 2018. Т. 54. № 6. С. 64-86.
6. **Мазур М.М., Пожар В.Э.** Спектрометры на акустооптических фильтрах // Измерительная техника. 2015. № 9. С. 29-33.
7. **Вавилов Ю.А.** Системы автоматического управления полетом. М.: ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина, 2009. 412 с.
8. **Казанцев А.О.** Эффективный алгоритм коррекции геометрических искажений в авиационных гиперспектральных изображениях // Исследование Земли из космоса. 2009. № 5. 49-55.
9. **Журкин И.Г., Никишин Ю.А.** Методика и технология геометрической коррекции нестабилизированных изображений бортового гиперспектрометра // Изв. ВУЗов. «Геодезия и аэрофотосъемка». 2010. № 5. С. 86-92.
10. **Ильин А.А. Виноградов А.Н., Егоров В.В., Калинин А.П., Родионов А.И.** Метод геометрической коррекции гиперспектральных изображений земной поверхности // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2012. Т. 9. № 1. С. 39-46.
11. **Алпатов Б.А., Бабаян П.В.** Электронная юстировка изображений при мультиспектральном наблюдении // Цифровая обработка сигналов. 2003. № 1. С. 24-26.
12. **Обработка** изображений в авиационных системах технического зрения / Под ред. Л.Н. Костяшкина, М.Б. Никифорова. М.: Физматлит, 2016. 240 с.

Shipko V.V. [1,2], Pozhar V.E. [2]

[1] Military scholastic-scientific center of the Air forces «Air forces academy named by prof. N.E. Zhukovskogo and Y.A. Gagarina», Russia, 394064, Voronezh, Old Bolshevik st., 54a
[2] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: shipko.v@bk.ru

ALGORITHM FOR CORRECTION OF GEOMETRIC DISTORTIONS OF SPECTRAL IMAGES FORMED BY AN ACOUSTO-OPTIC HYPERSPECTROMETER UNDER CONDITIONS OF ANGULAR DEVIATIONS

ABSTRACT

A model of the formation of spectral images by an acousto-optic hyperspectrometer under conditions of angular deviations of the equipment carrier is considered. The relationship of hyperspectrometer deviations at the angles of roll, pitch and yaw with the nature of geometric distortions of the spectral images formed is determined. An algorithm for correcting distortions of spectral images based on the data of an inertial navigation system has been developed. The results of the laboratory experiment and numerical simulation showed the high quality of correction and computational simplicity of the developed algorithm.

HYPERSPECTRAL IMAGES, GEOMETRIC DISTORTIONS, CORRECTION, NAVIGATION SYSTEM, ACOUSTO-OPTIC FILTER, UNMANNED AERIAL VEHICLE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Хохлов Д.Д.[1,2], Быков А.А.[1,2], Марченков А.Ю. [1], Шарикова М.О.[1,2], Писаревский Ю.В.[3], Элиович Я.А.[3], Аккуратов В.И.[3]

[1]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: bykov@ntcup.ru
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: bykovala@mpei.ru
[3] ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 119333, г. Москва, Ленинский проспект, д. 59.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА ВДОЛЬ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ОСЕЙ ОБРАЗЦА TeO_2

АННОТАЦИЯ

Наблюдение и выявление момента возникновения внутренних напряжений в оптических средах на ранних стадиях является актуальной задачей при прогнозировании срока службы изделий на основе кристаллических материалов, эксплуатация которых происходит в условиях повышенных механических нагрузок и вибраций. Механические нагрузки, прилагаемые к внешним поверхностям, могут послужить причиной инициации процесса дефектообразования. При этом пороговые значения напряжений, вызывающих необратимые изменения в структуре кристалла, различаются в зависимости от зоны приложения внешней нагрузки и ориентации направления приложения нагрузки относительно кристаллографических осей. В настоящей работе рассмотрен образец монокристалла парателлурита TeO_2 в процессе его механического нагружения вдоль кристаллографической оси [110]. При помощи матричного приемника излучения, оснащенного набором поляризационных фильтров, были зарегистрированы серии изображений образца в процессе роста внешней механической нагрузки при наблюдении вдоль осей [001] и [1-10]. Экспериментально показано, что при выбранном направлении механического нагружения более информативным является наблюдение вдоль оси [001] кристаллического образца.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ, ПАРАТЕЛЛУРИТ, ОПТИЧЕСКИЙ НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТЕ

ВВЕДЕНИЕ

Кристаллические материалы широко применяются в оптическом приборостроении [1-3]. В частности, компоненты из кристаллических материалов являются неотъемлемой частью приборов, принцип работы которых основан на акустооптическом взаимодействии. Качество таких компонентов влияет на надежность и точность приборов, а их устойчивость к воздействию неблагоприятных внешних факторов определяет срок их эксплуатации.

Настоящая работа посвящена развитию оптических методов неразрушающего контроля оптически прозрачных кристаллических структур, используемых для обнаружения механических напряжений, возникающих внутри кристаллов при воздействии внешних нагрузок. Напряжения могут являться причиной возникновения усталостных дефектов и разрушения изделий, особенно при условии наличия в материале дефектов кристаллической структуры, таких как точечные дефекты и дислокации. Ситуации с вышеописанным сценарием развития неоднородностей либо необратимых дефектов могут возникать в процессе изготовления кристаллических материалов, либо при больших перегрузках и значительных перепадах температур в процессе эксплуатации бортовых оптических устройств, установленных на летательных и космических аппаратах.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПРОЦЕДУРА ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Для экспериментального моделирования внешних механических нагрузок была создана экспериментальная установка, состоящая из пресса с электронным программным управлением, осуществляющего механическое нагружение образца, и оптико-электронной системы регистрации изображений образца в поляризованном свете. В качестве объекта исследований был выбран широко применяемый в составе лазерных устройств и спектральных приборов материал – парателлурит α-TeO_2.

Оптико-электронная система экспериментальной установки состоит из светодиодного источника белого света, оснащенного коллимирующей системой и поляризационным фильтром, и цифровой видеокамеры со встроенным поляризационным растром, состоящим из поляризационных фильтров четырех типов, расположенных под углом 0°, 45°, 90°, 135° к направлению строк пикселей матричного приемника излучения, соответственно. Образец, установленный между обкладками пресса, освещается линейно поляризованным светом, ориентация плоскости поляризации которого задается расположением поляризационного фильтра. Ось наблюдения цифровой видеокамеры совпадает с оптической осью коллимирующей системы источника света и проходит через образец. Изменения состояния поляризации проходящего света, вносимые отдельными пространственными областями образца, регистрируются в процессе нагружения при получении серии изображений, что позволяет обнаружить и локализовать зоны с повышенными механическими напряжениями. Дихроизм, гиротропия и наведенная вследствие внешнего механического нагружения оптическая активность материала образца проявляются в различной степени в зависимости от направления ориентации кристаллографических осей относительно оси наблюдения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках экспериментального исследования механическому нагружению подвергался образец TeO_2 с линейными размерами 10×10×20 мм, сжатие происходило вдоль кристаллографической оси [110], а регистрация поляризационных изображений осуществлялась при наблюдении вдоль осей [001] и [1-10]. Внешнее механическое напряжение, прилагаемое к образцу прессом со скоростью 0,01 мм/мин, в ходе эксперимента монотонно увеличивалось до максимального значения, равного 10 МПа, а затем монотонно снижалось до 0 МПа. На протяжении всего эксперимента непрерывно с частотой 40 кадров в секунду регистрировались серии изображений, соответствующие 4 ориентациям плоскости поляризации оптического излучения. На основании полученных изображений были построены карты пространственного распределения значений степени линейной поляризации излучения, прошедшего через образец. На рис. 1 показана временная зависимость внешнего механического напряжения, прикладываемого к образцу в процессе нагружения, а также продемонстрированы примеры карт пространственного распределения степени поляризации для двух направлений наблюдения в начальный момент эксперимента, при максимальном

значении напряжения, а также после снятия нагрузки. На изображениях, полученных при наблюдении вдоль оси [001], образец существенно отличается по степени линейной поляризации от фоновой подсветки, а неоднородность пространственного распределения данной величины в пределах контура образца указывает на проявление зон, в которых локализованы повышенные механические напряжения. При наблюдении этого же образца вдоль оси [1-10] значения степени линейной поляризации в пределах контура образца распределены однородно и не отличаются от фоновой подсветки. Цветными квадратами на изображениях выделены выбранные области усреднения размером 40×40 пикселей, временные зависимости степени поляризации для которых показаны на рис. 2.

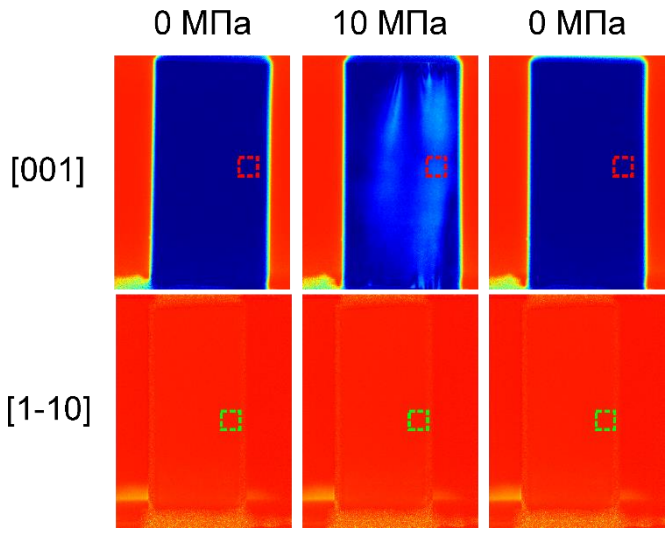


Рис. 1. Примеры карт пространственного распределения степени линейной поляризации излучения для двух направлений наблюдения

Отличие степени поляризации излучения от фоновой подсветки при наблюдении вдоль оси [001] обуславливается анизотропией механических и оптических свойств материала образца, а локализация неоднородностей пространственного распределения степени линейной поляризации излучения связана с проявлением оптической активности, наведенной внешним механическим напряжением. Области с более высокой степенью поляризации на изображении, полученном при максимальной внешней нагрузке, соответствуют зонам с повышенным механическим напряжением, возникновение которых может быть связано с

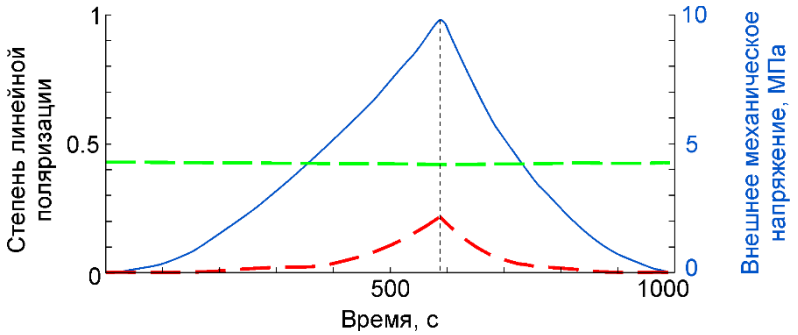


Рис. 2. Временные зависимости внешнего механического напряжения (сплошная линия) и степени линейной поляризации (пунктирные линии) для направлений наблюдения вдоль осей [001] (красная линия) и [1-10] (зеленая линия)

наличием структурных неоднородностей в объеме образца. При этом положение максимума временной зависимости степени линейной поляризации совпадает с моментом времени, в который внешняя нагрузка достигла своего максимума. При наблюдении вдоль оси [1-10] значение степени линейной поляризации излучения в обозначенной области не меняется на протяжении всего эксперимента. Таким образом, использование степени линейной

поляризации в качестве диагностического критерия позволяет контрастно визуализировать зоны локализации повышенных механических напряжений при наблюдении вдоль оси [001] кристалла парателлурита. При наблюдении вдоль иных направлений для эффективной визуализации неоднородностей распределения механических напряжений требуются иные методы и средства оптической визуализации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по гранту №075-15-2021-1362 в части разработки методик проведения экспериментов, а также в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части подготовки образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dmitriev V., Gurzadyan G., Nikogosyan D.** Handbook of nonlinear optical crystals. Springer, 1999. 432 p.
2. **Bain A.K.** Crystal optics: properties and applications. Wiley, 2019. 496 p.
3. **Kolesnikov A.I., Kaplunov I.A., Terent'ev I.A.** Defects of different sizes in large paratellurite single crystals // Crystallogr. Rep. 2004. V. 49. P. 180-183.
4. **Arlt G., Schweppe H.** Paratellurite, a new piezoelectric maternal // Solid State Communications. 1968. V. 6(11). P. 783-784.
5. **Uchida N.** Optical properties of single-crystal paratellurite // Physical Review B. 1971. V. 4(10). P. 3736.
6. **Ogi H. et al.** Elastic constants, internal friction, and piezoelectric coefficient of α−TeO_2 // Physical Review B. 2004. V. 64(2). P. 024104.
7. **Warner A.W., White D.L., Bonner W.A.** Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite // Journal of Applied Physics. 1972. V. 43(11). P. 4489-4495.
8. **Antonov S.N.** Acoustooptic nonpolar light controlling devices and polarization modulators based on paratellurite crystals // Technical physics. 2004. V. 49. P. 1329-1334.
9. **Molchanov V.Y., Voloshinov V.B., Makarov O.Y.** Quasi-collinear tunable acousto-optic paratellurite crystal filters for wavelength division multiplexing and optical channel selection // Quantum Electronics. 2009. V. 39(4). P. 353.

Khokhlov D.D.[1,2], Bykov A.A.[1,2], Marchenkov A.Yu. [1], Sharikova M.O.[1,2], Pisarevsky Yu.V.[3], Eliovich Ya.A.[3], Akkuratov V.I.[3]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str., 15, E-mail: bykov@ntcup.ru
[2] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: bykovala@mpei.ru
[3] FRC «Crystallography and Photonics» of the Russian Academy of Sciences, Russia, 119333, Moscow, Leninsky prospect, 59.

INVESTIGATION OF LINEARLY POLARIZED LIGHT PROPAGATION ALONG THE CRYSTALLOGRAPHIC AXES OF TEO_2 SAMPLE

ABSTRACT

Early observation and identification of the internal stress occurrence in optical media is an urgent task in predicting the lifecycle of products based on crystalline materials, which operate under increased mechanical loads and vibrations. Mechanical loads applied to external surfaces can cause the initiation of the defect formation process. In this case, the critical values of stresses may differ significantly depending on the zone of the external load application and its orientation relative to the crystallographic axes. In this paper, we tested a TeO_2 sample during its mechanical loading along the [110] axis. Using an image sensor equipped with a polarizing filter array, series of images of the sample were captured during the growth of the external mechanical load when observed along the [001] and [1-10] axes. It has been experimentally shown that for the chosen direction of mechanical loading, observation along the optical axis [001] of the crystalline sample is more informative.

CRYSTALLINE MATERIALS, TEO2, OPTICAL NON-DESTRUCTIVE TESTING, MUELLER-MATRIX IMAGING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Шарикова М.О.[1], Баландин И.А.[1], Батшев В.И.[1], Козлов А.Б.[1,2]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: sharikova.mo@ntcup.ru
[2] НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха, Россия, 117342, Москва, Введенского ул., 3, корп. 1

ПРОСТРАНСТВЕННО-СПЕКТРАЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА

АННОТАЦИЯ

Гиперспектральная визуализация является перспективным неинвазивным методом исследования объектов с пространственным и спектральным разрешением в различных областях применения, таких как биомедицина, дистанционное зондирование и т.д. Рассмотрена задача пространственно-спектральной калибровки видеоспектрометров на основе акустооптических перестраиваемых фильтров. Необходимость калибровки обусловлена рядом факторов, которые приводят к пространственной и спектральной неравномерности коэффициента пропускания. Описана процедура электрического согласования акустооптических фильтров, методика определения перестроечной характеристики, а также методика пространственно-спектральной коррекции коэффициента пропускания. Предложена методика выравнивания коэффициента дифракции за счет изменения подаваемой мощности ультразвука. Разработанное программное обеспечение позволяет минимизировать искажения, вносимые акустооптическими фильтрами, с целью визуальной оценки информации. Методика апробирована на видеоспектрометре ближнего инфракрасного диапазона с двойной акустооптической фильтрацией.

АКУСТООПТИКА, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР, ПРОСТРАНСТВЕННО-СПЕКТРАЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время видеоспектрометрия, или гиперспектральная визуализация, является мощным неинвазивным методом для решения задач контрастного выделения объектов, обладающих определенными физико-химическими свойствами. Видеоспектрометры – это оптико-электронные приборы для регистрации куба пространственно-спектральных данных, что дает возможность проводить спектральные и пространственные измерения в различных областях применения: дистанционное зондировании [1], биомедицинской диагностике [2], неразрушающем контроле и других [3,4].

Для измерительного прибора важна точность полученных с его помощью данных. Калибровка таких приборов является важной процедурой, определяющей точность получаемой информации.

Гиперспектральная визуализация реализуются разными видами сканирования: по пространству и/или по спектру [5]. Акустооптические (АО) фильтры осуществляют спектральную перестройку и являются полностью программно-управляемыми – без механического сканирования. Поэтому в АО видеоспектрометрах есть возможность выборочно регистрировать изображения лишь в интересующих интервалах длин волн. Это позволяет увеличить скорость сбора данных и уменьшить их объем. По этим и другим причинам АО устройства получают всё большее распространение.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ

Принцип действия АО фильтров основан на брэгговской дифракции света на динамической звуковой решетке [6,7]. Перестраивая частоту и мощность ультразвука, можно управлять фильтрацией излучения. Такие фильтры отличает высокое быстродействие, достаточно широкий спектральный диапазон, высокое пространственное и спектральное разрешение, малые масса и габариты. Но при АО дифракции возникают пространственно-спектральные искажения, которые необходимо учитывать при построении оптической схемы и калибровке прибора (рис. 1).

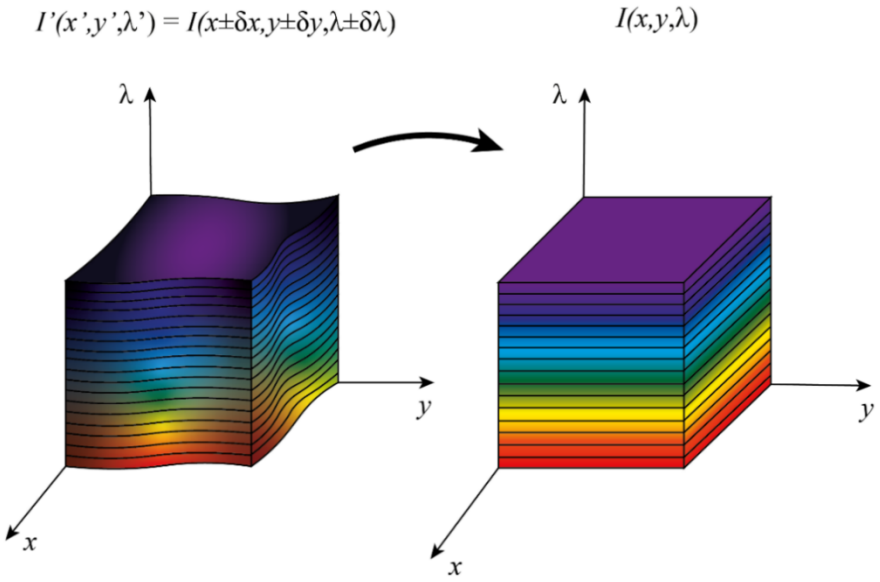


Рис. 1. Демонстрация пространственно-спектральных искажений при АО дифракции

Обсуждаемая ниже процедура разработана для калибровки видеоспектрометра ближнего инфракрасного диапазона с двойной АО фильтрацией с параллельным ходом лучей через АО фильтры. В данном приборе поле зрения АО фильтров не превышает его «квазимонохроматическую» угловую апертуру (2-4 градуса), а оптическая схема рассчитана таким образом, что аберрации минимизированы. Первое исключает наличие спектральных неоднородностей по полю и обеспечивает монохроматичность изображения, а второе сводит пространственные искажения, связанные со стандартными оптическими аберрациями, к минимуму.

Если спектральное устройство имеет поле зрения АО фильтра, превышающим величину его классической («квазимонохроматической») угловой апертуры, то в процедуру калибровки важно включить метод коррекции пространственно-спектральной неоднородности пропускания АО фильтра, описанный в [8].

Основными факторами пространственно-спектральных искажений являются:

- несовпадение реальной с расчетной перестроечной характеристикой $\lambda(f)$, а также различие этих зависимостей для двух используемых АО ячеек;
- спектральная неоднородность коэффициента АО дифракции;

- нелинейная зависимость коэффициента АО дифракции от подаваемой мощности ультразвука;

- пространственная неоднородность коэффициента пропускания оптической системы.

ПРОСТРАНСВЕННО-СПЕКТРАЛЬНАЯ КАЛИБРОВКА

Для получения неискаженных данных требуется корректировть как спектральные $I(\delta\lambda)$, так и пространственные $I(\delta x, \delta y)$ неоднородности.

Управление функцией пропускания АО фильтра осуществляется двумя параметрами: частотой и мощностью ультразвука, которые в свою очередь определяются частотой f и эффективной амплитудой A электрического сигнала. Частота определяет положение функции пропускания, то есть длину волны работы АО фильтра $\lambda(f)$. Амплитуда задает мощность ультразвука, которая определяет интенсивность прошедшего через АО фильтр излучения $I(A)$.

Аппаратная спектральная настройка

Первым шагом в калибровке прибора было совмещение окон пропускания обоих АО фильтров. Для этого был разработан двухканальный синтезатор-усилитель высокочастотного сигнала с возможностью задания разных частот ультразвука в разных каналах.

Одной из главных задач данной калибровки было выравнивание коэффициента пропускания АО фильтра во всем рабочем спектральном диапазоне (850 – 1600 нм), так как обычно АО фильтр имеет неравномерную спектральную характеристику пропускания $\tau(\lambda)$. Алгоритм аппаратной спектральной настройки заключался в получении зависимостей $I(A)$ на разных длинах волн λ и определении значений $A_{\text{макс}}$, соответствующих максимумам. Далее спектральная характеристика пропускания АО фильтрации во всем рабочем диапазоне $\tau(\lambda)$, построенная при $A = A_{\text{макс}}$, выравнивалась путем подбора значений $A \to A_{\text{калиб}}$ (рис. 2).

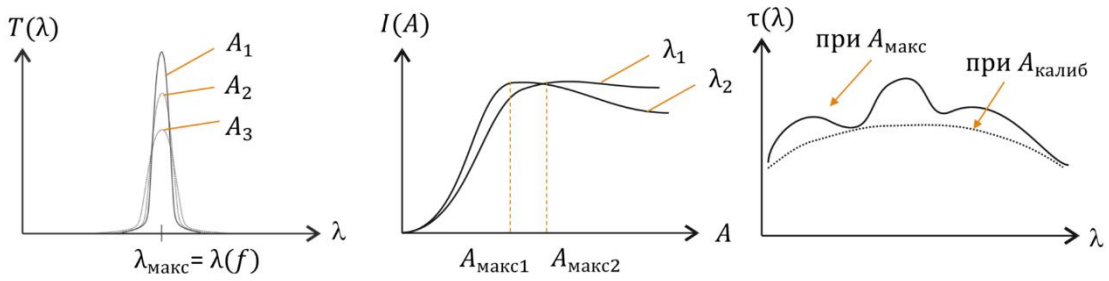


Рис. 2. Алгоритм аппаратной спектральной настройки для выравнивания спектральной характеристики пропускания АО фильтрации

Программно-математическая коррекция

Полный учет неравномерности коэффициента пропускания во всем спектральном диапазоне достигается постобработкой. Для остаточной коррекции спектральных неоднородностей $I(\delta\lambda)$ и для учета спектра излучения подсветки вычисляются спектральные коэффициенты

$$K(\lambda) = \frac{\max(I_{\text{эт}}(\lambda))}{I_{\text{эт}}(\lambda)},$$

где $I_{\text{эт}}(\lambda)$ - спектр эталона, находящегося в той же сцене, что и исследуемый объект.

Коррекци происходит в режиме реального времени, и пользователь сразу видит скорректированное изображение исследуемого объекта: $I(x, y, \lambda) = I(x, y, \lambda+\delta\lambda) \cdot K(\lambda)$.

Также учитывалась неравномерность интенсивности по полю $I(\delta x, \delta y)$. Калибровка по полю осуществлялась путем получения изображения равномерно освещенного объекта $I_{\text{равн}}(x, y)$. Затем вычислялись корректировочные пространственные коэффициенты для каждого пикселя по формуле:

$$K(x, y) = \frac{\max(I_{\text{равн}}(x, y))}{I_{\text{равн}}(x, y)}.$$

После чего каждое новое изображение в режиме реального времени умножается на полученную матрицу коэффициентов: $I(x, y, \lambda) = I(x + \delta x, y + \delta y, \lambda) \cdot K(x, y)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный метод дает возможность проводить пространственно-спектральную калибровку гиперспектральных устройств на основе АО фильтров. Предложена методика выравнивания мощности излучения за счет изменения подаваемой мощности ультразвука. Разработанное программное обеспечение позволяет минимизировать искажения, вносимые акустооптическими фильтрами, с целью визуальной оценки информации. Методика апробирована на видеоспектрометре ближнего инфракрасного диапазона с двойной акустооптической фильтрацией.

Разработанный метод универсален и подходит и для других видеоспектрометров на основе АО фильтрации. Он позволит поднять АО методы на более высокий уровень как в надежности полученных данных, так и в удобстве использования таких приборов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hennessy A., Clarke K., Lewis M.** Hyperspectral Classification of Plants: A Review of Waveband Selection Generalisability // Remote Sens. 2020. № 12. P. 113.
2. **Carrasco O. et al.** Hyperspectral imaging applied to medical diagnoses and food safety // Proc. SPIE. 2003. № 5097. P. 215–221.
3. **Fischer C., Kakoulli I.** Multispectral and hyperspectral imaging technologies in conservation: current research and potential applications // Stud. Conserv. 2006. № 7. P. 3–16.
4. **Gowen A.A. et al.** Hyperspectral imaging — an emerging process analytical tool for food quality and safety control // Trends Food Sci. Technol. 2007. № 18(12). P. 590–598.
5. **Li Q. et al.** Review of spectral imaging technology in biomedical engineering: achievements and challenges // J. Biomed. Opt. 2013. № 18(10). P. 100901.
6. **Goutzoulis A. Pape D.R., Kulakov S.** Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices. USA: Boca Raton, FL: CRC Press, 1994. 520 p.
7. **Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И. и др.** Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015. 458 с.
8. **Gorevoy A., Machikhin A., Martynov G., Pozhar V**. Computational technique for field-of-view expansion in AOTF-based imagers // Opt. Lett. 2022. № 47(3). P. 585–588.
9. Центр коллективного пользования НТЦ УП РАН https://ntcup.ru/ckp-i-unu/.

Sharikova M.O.[1], Balandin I.A.[1], Batshev V.I.[1], Kozlov A.B.[1,2]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: sharikova.mo@ntcup.ru
[2] Research Institute "Polyus" of M.F. Stelmakh, Russia, 117342, Moscow, Vvedenskogo st., 3, building 1

SPATIAL AND SPECTRAL CALIBRATION OF ACOUSTOO-OPTIC VIDEOSPECTROMETER

ABSTRACT

The problem of spatial-spectral calibration of devices based on acousto-optic tunable filters is considered. Hyperspectral imaging is a promising non-invasive method for studying objects with spatial and spectral resolution in various fields of application, such as biomedicine, remote sensing, etc. The need for calibration is due to a number of factors that lead to non-uniformity of the monochromator transmittance. The procedure for electrical matching of acousto-optic cells, calibration of the wavelength of diffracted radiation depending on the supplied ultrasound frequency, and spatial and spectral intensity equalization are described. A technique for leveling the radiation power by changing the applied ultrasound power and the final program correction is proposed. The developed software makes it possible to obtain the spectral characteristics of the objects under study without the need for subsequent normalization of the data to the spectrum of the radiation source. The technique was tested on an acousto-optic videospectrometer in the near infrared range.

ACOUSTOOPTICS, ACOUSTO-OPTIC VIDEOSPECTROMETER, SPATIAL-SPECTRAL CALIBRATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.16

Алифанова И.Е., Федоров А.В., Быченок В.А., Беркутов И.В.

Учреждение науки ИКЦ СЭКТ, Россия, 19734, Санкт-Петербург, ул. Матроса Железняка, д.57, лит. А, пом.141-Н, E-mail: sherbairina@mail.ru

КОНТРОЛЬ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В СПЕЦИАЛЬНЫХ ТРУБАХ ПРИ ИХ ИЗГОТОВЛЕНИИ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке методики ультразвукового контроля остаточных напряжений в специальных трубах. Для контроля остаточных напряжений используются два комплекта средств акустического контроля. С использованием оптико-акустического преобразователя, который позволяет проводить измерения остаточных напряжений интегрально в подповерхностном слое. С использованием ультразвукового пьезоэлектрического преобразователя, который позволяет проводить измерения остаточных напряжений интегрально по толщине. Экспериментальная апробация разработанной методики была проведена до и после механической обработки специальных труб, до и после автофретирования.

МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ, ОСТАТОЧНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ, УЛЬТРАЗВУК, АКУСТОУПРУГОСТЬ, НЕРАЗРУШАЮЩЙ КОНТРОЛЬ

ВВЕДЕНИЕ

Контроль остаточных напряжений (ОН) в ответственных узлах дорогостоящих изделий из специальных материалов в судостроении, авиастроении, ракетостроении и в других областях промышленности является актуальным, так как превышение предельного уровня остаточных напряжений может привести не только к недопустимой деформации, но и к разрушению изделий [1 – 7].

Изготовление специальных труб – сложный технологический процесс, включающий такие технологические операции, как ковка, центробежное литье, мехобработка, термообработка, правка и др. [8 – 10]. Каждая технологическая операция оказывает свой вклад в напряженно-деформированное состояние готового изделия, приводя в конечном итоге к недопустимой деформации специальных труб, отклонению их от прямолинейности. Контроль ОН в материале специальных труб после проведения разных технологических операций может способствовать анализу причин возникновения остаточных напряжений в готовом изделии и, возможно, корректировке технологического процесса их производства. Кроме того, применение методики неразрушающего контроля остаточных напряжений необходимо при планировании и оценке эффективности мероприятий по снижению остаточных напряжений.

МЕТОД КОНТРОЛЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Для контроля ОН использовалось два комплекта средств. Комплект средств на базе лазерно-ультразвукового дефектоскопа (ЛУД) и оптико-акустического раздельно-совмещенного преобразователя (ОАП) позволяет проводить количественную интегральную оценку ОН, действующих в объеме материала объекта контроля в поверхностном слое глубиной около 0,003 м на соответствующей базе используемого раздельно-совмещенного преобразователя (0,03 м), и ширине, соответствующей эквивалентному диаметру приемника ОАП [11, 12]. На рис. 1 приведена схема ОАП. Стрелочками на схеме обозначен путь распространения продольно-подповерхностной ультразвуковой волны (УЗВ). Цветом выделен объем, в котором оценивается величина ОН.

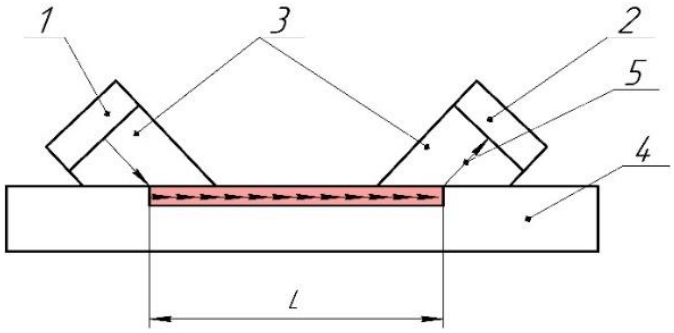


Рис. 1. Конструктивная схема ОАП: 1 – излучатель; 2 – приемник; 3 – линия задержки ОАП; 4 – объект контроля

При контроле данным методом ОН оцениваются по относительному изменению скорости распространения продольно-подповерхностной УЗВ с учетом температурного влияния:

$$\sigma_{\text{ОАП}} = K_v \frac{v + K_T(T - T_0) - v_0}{v_0}, \quad (1)$$

где K_v, K_T - коэффициенты упругоакустической (КУАС) и термоакустической (КТС) связи материала, соответственно;

v_0, v - скорости распространения УЗВ, измеренные в материале объекта контроля при отсутствии в нем ОН при температуре T_0 и при наличии в нем ОН при температуре T, соответственно [11, 12].

Комплект средств на базе ультразвукового дефектоскопа (УЗД) и трехкомпонентного пьезоэлектрического преобразователя (ПЭП) позволяет проводить количественную интегральную оценку ОН, действующих в объеме материала объекта контроля, соответствующего площади контакта ПЭП с поверхностью объекта контроля и толщины объекта контроля в месте контакта (не более 0,3 м) в двух взаимно-перпендикулярных направлениях.

На рис. 2 приведена конструктивная схема ПЭП. ПЭП позволяет генерировать и принимать две взаимно-поляризованные поперечные и одну продольную волны. Стрелочками на схеме обозначено направление распространения волн, а знаками ⇔, ⇕ и ⊙ - направление поляризации. Цветом выделен объем, в котором оценивается величина МН [11, 12].

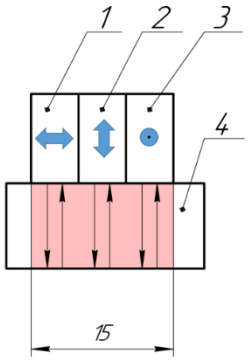


Рис. 2. Конструктивная схема ПЭП: 1 – генератор и приемник 1-ой поперечной волны; 2 – генератор и приемник продольной волны; 3 – генератор и приемник 2-ой поперечной волны; 4 – объект контроля

При контроле данным методом ОН оцениваются по относительному изменению времен задержек УЗВ:

$$\sigma_{\text{ПЭП}} = K_1\Delta_1 - K_2\Delta_2; \qquad \Delta_1 = \frac{t_{\text{прод}} \cdot t^0_{\text{п1}}}{t_{\text{п1}} \cdot t^0_{\text{прод}}} - 1; \qquad \Delta_2 = \frac{t_{\text{прод}} \cdot t^0_{\text{п2}}}{t_{\text{п2}} \cdot t^0_{\text{прод}}} - 1; \tag{2}$$

где $K_1, K_2 -$ КУАС материала во взаимно-перпендикулярных направлениях;

$t^0_{\text{прод}}, t^0_{\text{п1}}, t^0_{\text{п2}}$ - времена задержек соответственно продольной, первой и второй поперечных УЗВ в материале объекта контроля при отсутствии в нем ОН;

$t_{\text{прод}}, t_{\text{п1}}, t_{\text{п2}}$ - времена задержек соответственно продольной, первой и второй поперечных УЗВ в материале объекта контроля при наличии в нем ОН.

В формулах (1) и (2) введен индекс «ОАП» и «ПЭП», чтобы подчеркнуть, напряжения $\sigma_{\text{ОАП}}$ и $\sigma_{\text{ПЭП}}$, измеряемые двумя разными методами, должны иметь разные значения в соответствии с рис. 1 и рис. 2 [12].

Эти методы и средства контроля ОН подтвердили свою работоспособность и эффективность в ходе экспериментальных исследований:

1) при двухосном напряженном состоянии: был проведен эксперимент по изгибу плоской балки и сравнению результатов измерения ОН с расчетными данными [13];

2) при сжатии кольцеобразного образца, и сравнении измеренных значений ОН с результатами математического моделирования [12];

3) с использованием компьютерной модели показана возможность измерений ОН на цилиндрических поверхностях с радиусами кривизны, соответствующими радиусам специальных труб [14];

4) при оценке неопределенности результатов измерений ОН [15].

МЕТОДИКА КОНТРОЛЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В СПЕЦИАЛЬНЫХ ТРУБАХ

В результате проведенных исследований была разработана методика ультразвукового контроля ОН в специальных трубах, которая обеспечивает:

1) выявление зон концентрации ОН в специальных трубах;

2) оценку распределения ОН в материале специальных труб по их длине и в отдельных сечениях;

3) оценку распределения ОН по поверхности и толщине специальных труб;

4) оценку вклада в распределение ОН отдельных технологических операций при производстве специальных труб.

На предварительных этапах работы проводится калибровка средств контроля на калибровочных образцах с целью определения коэффициентов акустоупругой связи (K_v, K_1, K_2) и термоакустической связи (K_T) [15].

Контроль ОН в специальных трубах осуществляется в следующем порядке:

1) проверка готовности к контролю;
2) подготовка объекта контроля: очистка поверхности, маркировка;
3) настройка средств контроля;
4) проведение измерений с помощью ЛУД и ОАП: получение значений скорости распространения ультразвуковой волны (УЗВ) в контрольном образце (без ОН) и его температуры - v_0, T_0, и в объекте контроля - v, T;
5) проведение измерений с помощью УЗД и ПЭП: измерение времени задержки продольной и поперечных УЗВ в контрольном образце (без ОН) - t_{01}, t_{02}, t_{03}, и в объекте контроля - t_1, t_2, t_3;
6) вычисление значений ОН с помощью программного обеспечения на основе измеренных значений (п. 4, 5);
7) анализ результатов измерений с целью определения равномерности распределения, концентраторов, максимальных, минимальных и средних значений ОН. Формирование протокола контроля.

АПРОБАЦИЯ РАЗРАБОТАННОЙ МЕТОДИКИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

Проведена экспериментальная апробация разработанной методики неразрушающего контроля ОН в специальных трубах до и после механической обработки, до и после автофретирования (наддува специальных труб внутренним давлением).

На рис. 3а, б и 4а, б приведены распределения ОН по одному из сечений специальных труб в 12 положениях ОАП или ПЭП. На рис. 3в, г и 4в, г схематично изображены эпюры теоретических ОН (красным цветом и знаком «+» показаны растягивающие ОН, синим цветом и знаком «-» - сжимающие. Интенсивность цвета показывает величину ОН по модулю). Для наглядности на схемах выделены объемы, в которых производится измерение ОН (согласно схемам на рис. 1 и рис. 2).

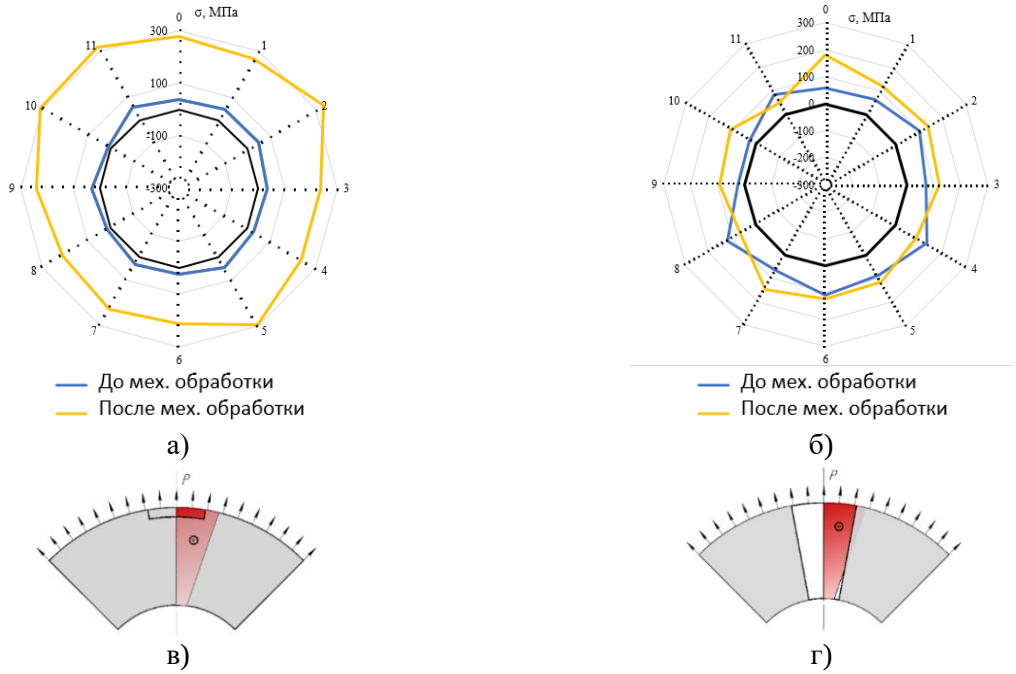


Рис. 3. Результаты контроля ОН до и после механической обработки: а) результаты измерений с помощью ОАП, б) результаты измерений с помощью ПЭП, в) схема контроля с помощью ОАП, г) схема контроля с помощью ПЭП

В результате механической обработки в материале специальных труб образуются растягивающие ОН. При контроле с помощью ОАП в подповерхностном слое это явление более выражено (рис. 3а, в), чем при контроле с помощью ПЭП по толщине изделия (рис. 3б, г).

В результате автофретирования в поверхностных слоях возникают растягивающие напряжения, во внутренних слоях - сжимающие. В результате измерений ОН до и после автофретирования с использованием ОАП в подповерхностном слое было обнаружено, что ОН стали растягивающими и увеличились по модулю (рис. 4а, в). Результаты измерений ОН с использованием ПЭП по толщине изделия не изменились после автофретирования, поскольку растягивающие напряжения в поверхностном слое и сжимающие напряжения во внутренних слоях компенсируют друг друга (рис. 4б, г).

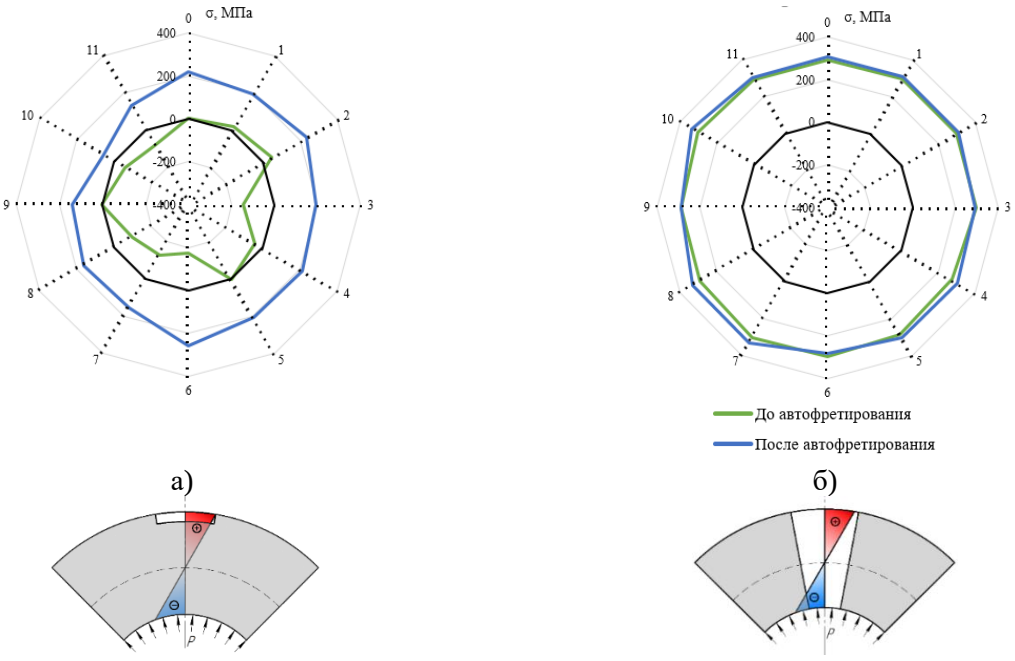


Рис. 4. Результаты контроля ОН до и после автофретирования: а) результаты измерений с помощью ОАП, б) результаты измерений с помощью ПЭП, в) схема контроля с помощью ОАП, г) схема контроля с помощью ПЭП

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была представлена методика неразрушающего контроля ОН. Результаты экспериментальных исследований показали, что разработанная методика позволяет оценить вклад отдельной технологической операции в напряженно-деформированное состояние изделия. Полученные результаты согласуются с анализом причин возникновения остаточных напряжений на различных стадиях технологического процесса: в результате механической обработки возникает значительная геометрическая неоднородность, которая является причиной растягивающих ОН; в результате автофретирования на поверхности изделия возникают растягивающие напряжения, а в слоях вблизи внутреннего канала возникают сжимающие напряжения. Поскольку ОН распределены по толщине изделия неравномерно, необходимо проводить измерения нескольких составляющих ОН (в данном случае, в подповерхностном слое и по толщине изделия).

Внедрение разработанной методики в производство специальных труб позволит обеспечить требуемое качество специальных труб на основе результатов контроля ОН, действующих в материале специальных труб на разных этапах их изготовления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Биргер И.А.** Остаточные напряжения. М.: Государственное научно-техническое издательство машиностроительной литературы, 1963. 236 с.
2. **Колмогоров Г.Л., Кузнецова Е.В., Хабарова Д.** Релаксация остаточных напряжений и точность трубных металлоизделий // Вестник МГТУ им. Г. И. Носова. 2018. № 3. С. 103-108.
3. **Зайдес С.А., Нгуен В.Х.** Влияние остаточных напряжений на изгибную жесткость длинномерных валов // Вестник ИрГТУ. 2015. № 9(104). С. 1-5.
4. **Withers P.J.** Residual stress and its role in failure // Reports on Progress in Physics. 2007. № 11. P. 27-32.
5. **Колмогоров Г.Л., Кузнецова Е.В., Хабарова Д.В.** Остаточные напряжения и предельная деформируемость при волочении осесимметричных металлоизделий // Известия ТулГУ. 2015. № 10. С. 156-161.
6. **Злыгостев И.В., Кузнецова Е.В., Колмогоров Г.Л.** Влияние остаточных напряжений на точность и прямолинейность осесимметричных заготовок после обработки металлов давлением // Прикладная математика, механика и процессы управления. 2015. № 1. С. 56-60.
7. **Колмогоров Г.Л., Кузнецова Е.В., Полетаева А.Ю.** Деформативность металлов при определении технологических остаточных напряжений в трубах // Вестник ПНИПУ. 2012. № 1. С. 43- 50.
8. **Розов Ю.Г.** Новые технологии изготовления прецизионных трубчатых изделий с профилированной внутренней поверхностью // Вестник Херсонского национального технического университета. 2014. № 4(51). С. 1-7.
9. **Лавров А.Ф., Яковлев С.С., Драбик А.Н.** Применение процессов ротационной вытяжки для изготовления осесимметричных деталей // Известия ТулГУ. Технические науки. 2008. № 2. С. 139-143.
10. **Пат. RU2699199C1** Российская Федерация, МПК F41A 21/00, B23B 39/02 Способ изготовления стволов артиллерийских орудий/ Соколов А.В., Галкин В.В., Наседкин В.В.; патентообладатель Акционерное общество «Завод № 9» (АО «Завод № 9»). № 2018131039; заявл. 29.08.2018; приоритет 29.08.2018; опубл. 03.09.2019 Бюл. № 25. 13 с.
11. **Alifanova I.E., Fedorov A.V., Bychenok V.A., Berkutov I.V.** Acoustoelasticity Method with Thermo-optical Generation of Ultrasonic Vibrations for Control of Residual Stresses in Special Pipes // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1-5.
12. **Алифанова И.Е., Федоров А.В., Кинжагулов И.Ю., Быченок В.А., Беркутов И.В.** Сопоставление результатов экспериментальных и теоретических исследований механических напряжений при сжатии кольцеобразного образца // Приборы. 2022. № 12(270). С. 22-26.
13. **Федоров А.В., Быченок В.А., Беркутов И.В., Алифанова И.Е.** Сопоставление результатов экспериментальных и расчетно-теоретических исследований механических напряжений // Приборы. 2021. № 6(252). С. 30-37.
14. **Федоров А.В., Быченок В.А., Беркутов И.В., Алифанова И.Е.** Модель акустического тракта раздельно-совмещенного оптико-акустического преобразователя // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2022. Т. 22. № 2(138). С. 339-347.
15. **Fedorov A.V., Bychenok V.A., Berkutov I.V., Alifanova I.E., Khoshev A.** Methodology for assessing the uncertainty of measurements of mechanical stresses by the ultrasonic method with the help of an optical-acoustic separate-combined transducer // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2127. № 1. P. 012036.
16. **Никитина Н. Е.** Акустоупругость. Опыт практического применения. Н. Новгород: ТАЛАМ, 2005. 208 с.

Alifanova I.E., Fedorov A.V., Bychenok V.A., Berkutov I.V.

ITMO University, Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky Prospekt, 49,
E-mail: sherbairina@mail.ru

CONTROL OF RESIDUAL STRESSES IN SPECIAL PIPES DURING THEIR MANUFACTURE

ABSTRACT

The work is devoted to the development of a technique for ultrasonic monitoring of residual stresses in special pipes. To control residual stresses, two sets of acoustic monitoring tools are used. Using an optical-acoustic transducer, which allows measurements of residual stresses to be carried out integrally in the subsurface layer. An ultrasonic piezoelectric transducer is used, which measures residual stresses integrally in thickness. Experimental approbation of the developed technique was carried out before and after mechanical treatment of special pipes, before and after autofreting.

MECHANICAL STRESSES, RESIDUAL STRESSES, ULTRASOUND, ACOUSTOELASTICITY, NON-DESTRUCTIVE TESTING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Пожар В.Э., Батшев В.И., Кананыхин О.А.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: kananykhin.oa@ntcup.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПЕРЕДАЧИ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В КРИСТАЛЛЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

АННОТАЦИЯ

Рассмотрена задача получения трёхмерного изображения в произвольно задаваемых спектральных диапазонах. Для этого предлагается использовать одновременную фильтрацию двух световых пучков, переносящих стереоизображения, с помощью акустооптического фильтра из одноосного кристалла TeO_2. При этом геометрия широкоапертурной дифракции для обоих пучков одинакова, а их угловое разведение осуществляется в азимутальной плоскости. В докладе приведены результаты экспериментального исследования качества изображения в двух стереоскопических каналах при различных углах сведения пучков. Данное исследование демонстрирует перспективность применения акустооптических фильтров для создания приборов для одновременного анализа трехмерных пространственных, спектральных и поляризационных свойств объектов.

СТЕРЕОСКОПИЯ, ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРИЯ, АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Создание компактного устройства, позволяющего получать информацию о трехмерных (объемных) пространственных и спектральных свойствах объекта, то есть выполнять регистрацию зависимости $I(x,y,z,\lambda)$, является актуальным для микроскопии [1, 2] и биомедицины [3]. Акустооптическая (АО) фильтрация излучения представляется одним из эффективных методов для решения этой задачи благодаря возможности фильтрации пучков, переносящих изображение, а также некоторым другим важным особенностям АО фильтров: они предоставляют высокое спектральное и пространственное разрешение, быструю перестройку по длине волны и произвольную спектральную адресацию, компактность и малое энергопотребление [4]. Как было показано в [5], в АО фильтре могут одновременно дифрагировать два пучка, идущие по различным траекториям, а значит, существуют предпосылки для создания компактного и относительно недорогого стереоскопического видеоспектрометра, в котором два пучка, переносящие разноракурсные изображения объекта, проходят через один АО фильтр.

Научным коллективом НТЦ УП РАН предложено несколько подходов к решению этой задачи [6], но ни один из предложенных подходов, как показали экспериментальные исследования, не является оптимальным. Главной причиной этого является существенные

различия в получаемых стереоизображениях: различия в качестве изображения и в эффективности дифракции.

В данной работе предлагается принципиально новая схема АО фильтрации двух пучков в наиболее распространенном одноосном кристалле парателлурита (TeO_2). В схеме оба пучка проходят одинаковые оптические пути, имеют оду и ту же геометрию АО взаимодействия и испытывают идентичные искажения. Это достигается за счет разведения пучков в азимутальной плоскости, как показано на векторных диаграммах на рис. 1. Дифракция проходит в полярной плоскости кристалла (рис. 1а). В результате дифракции одна из спектральных компонент исходно поляризованного светового пучка, удовлетворяющая условию Брэгга ($\boldsymbol{k}=\boldsymbol{k}^e+\boldsymbol{q}$), отклоняется и меняет поляризацию, что позволяет её выделить. Длина волны дифрагированного света определяется частотой ультразвука, а также направлением распространения света и ультразвука. На рис. 1б показана азимутальная плоскость кристалла. Пучки I и II, составляющие стереопару, отклонены симметрично относительно полярной плоскости на углы +α и -α и потому испытывают одинаковые пространственные искажения. Кроме того, эффективности дифракции в пучках одинакова.

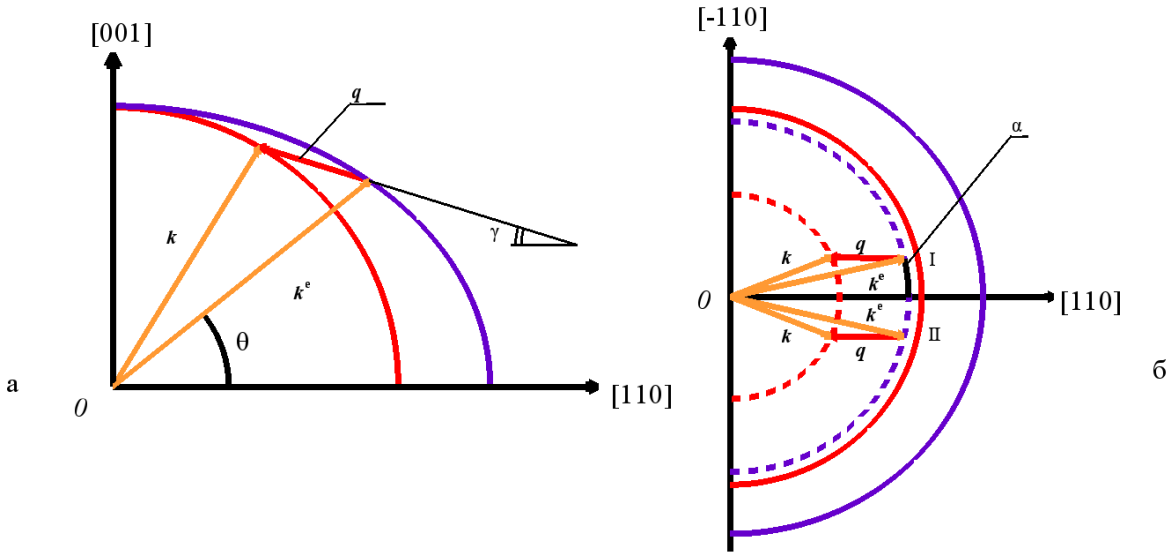


Рис. 1. Диаграмма волновых векторов в полярной плоскости (а) и в азимутальной (б);
$\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k}^e$ - векторы света обыкновенной (о) и необыкновенной (е) поляризации, $\boldsymbol{q}$ – вектор ультразвука

В настоящей работе приведены результаты исследования качества изображения, передаваемого такими пучками.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КАЧЕСТВА СТЕРЕО ИЗОБРАЖЕНИЙ

Для исследования качества изображений, формируемых АО фильтром в двух стереоскопических каналах, собран экспериментальный стенд, схема которого представлена на рис. 2. Фильтр изготовлен из кристалла TeO_2, имеет угол среза $\gamma = 7°$, угол падения света $\theta = 73{,}85°$, пьезопреобразователь согласован на диапазон звуковых частот 60-120 МГц, соответствующий диапазону длин волн 450-800 нм. Выходная грань АО кристалла наклонена так, чтобы минимизировать хроматический сдвиг изображения [7,8].

Широкополосный источник 1 (лампа накаливания) освещает тестовый объект 2, промежуточное изображение которого формируется объективом 3 в плоскости диафрагмы 4, установленной в фокальной плоскости объектива 5. Сколлимированное объективом 5 излучение поступает в АО фильтр 6 и фокусируется объективом 7 на приемнике излучения 8. АО фильтр работает в малом угловом поле, поэтому использована бесполяризационная схема [9], в которой нулевой порядок дифракции проходит мимо приемника излучения, как показано штриховой линией на рис. 2а.

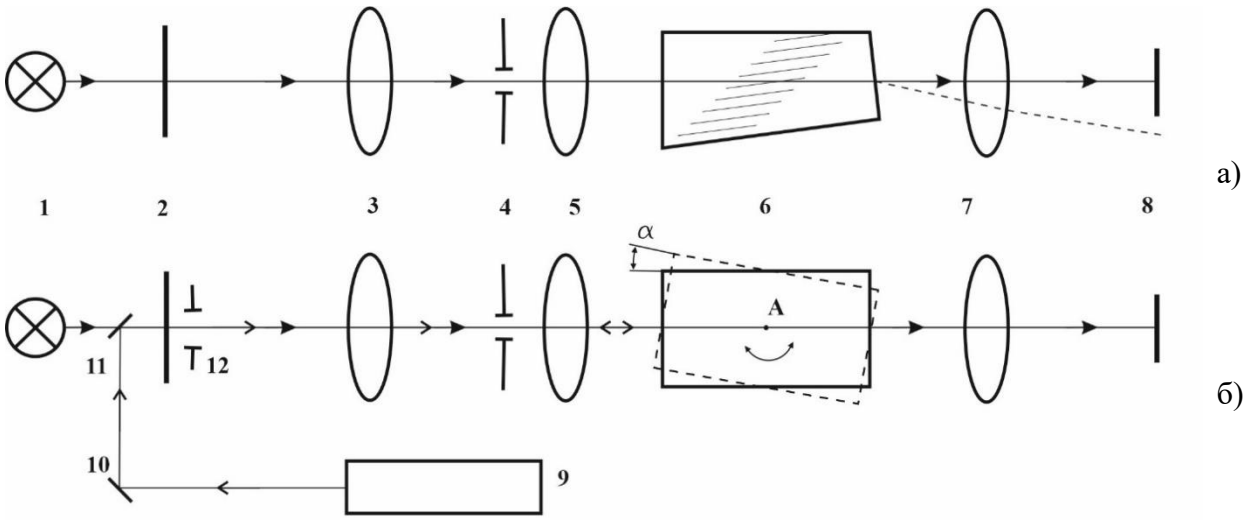
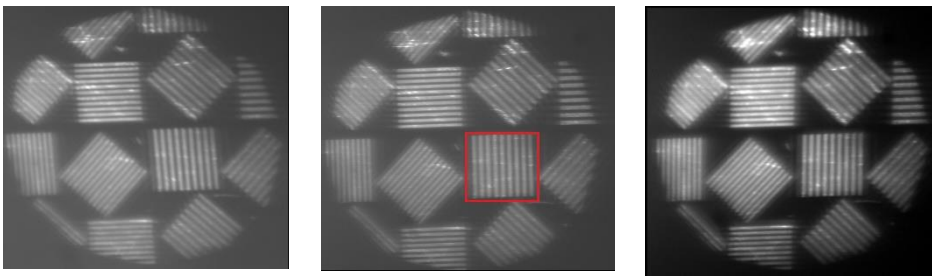


Рис. 2. Схема экспериментального стенда: виды сбоку (а) и сверху (б)

В схеме также присутствуют вспомогательный лазер 9, который направляет излучение с помощью системы зеркал 10-11 и диафрагм 12 и 4 на АОФ, что позволяет по автоколлимационному блику от входной грани АО фильтра установить его перпендикулярно лазерному пучку. АО фильтр установлен на поворотной платформе, позволяющей вращать его в сагиттальном сечении. Поворот происходит относительно геометрического центра кристалла (точка А), однако в данном эксперименте это не является принципиальным, так как через АО фильтр проходят параллельные пучки лучей. Смещение пучка лучей, происходящее при повороте АО кристалла, для простоты не показано. В эксперименте оно компенсировалось смещением объектива 7 и приемника 8.

Для исследования качества изображения получены изображения тестового объекта – штриховой миры. Изображения получены при различных углах поворота α АО фильтра в диапазоне от -8°…+8° с шагом 2°. Снимки сделаны при перестройке в диапазоне длин волн от 450 до 800 нм с шагом 10 нм. На рис. 3 для примера приведены снимки на длине волны 600 нм без поворота (б) и при повороте на -8° (а) и +8° (в).



а) б) в)

Рис. 3. Полученные изображения: при повороте против часовой стрелки (а); без поворота (б); при повороте по часовой стрелке (в)

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 представлена зависимость контраста в изображении элемента штриховой миры (выделенного квадратом на рис. 3а) от угла поворота α АО фильтра. Зависимость получена по экспериментально полученным изображениям на длине волны 600 нм. Для других длин волн эти зависимости имеют аналогичный характер.

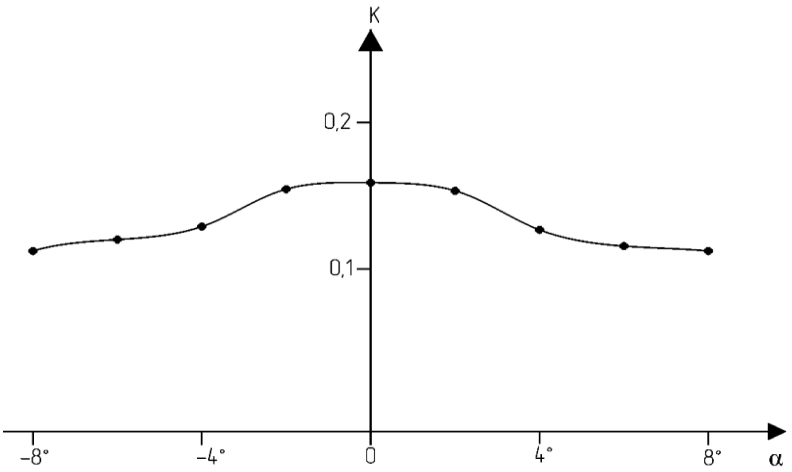


Рис. 4. Зависимость контраста в изображении элемента миры от угла поворота АО кристалла

На графике видно снижение разрешающей способности при увеличении угла поворота АО фильтра, причем, как и следовало ожидать, знак угла поворота на качество изображения не влияет.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проделанное исследование демонстрирует возможность эффективного использования акустооптических фильтров в приборах для одновременного анализа трехмерных пространственных, спектральных и поляризационных свойств объектов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование было выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00606.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Roth G. A., Tahiliani S., Neu-Baker N. M., Brenner S. A.** Hyperspectral microscopy as an analytical tool for nanomaterials // Wiley Interdiscip. Rev.: Nanomed. Nanobiotechnol. 2015. № 7(4). P. 565–579.
2. **Dong X., Jakobi M., Wang S., Köhler M., Zhang X., Koch A.** A review of hyperspectral imaging for nanoscale materials research // Appl. Spectrosc. Rev. 2019. № 54(4). P. 285–305.
3. **Lu G., Fei B.** Medical hyperspectral imaging: a review // J. Biomed. Opt. 2014. № 19(1). P. 010901.
4. **Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров // Радиотехника и электроника. 1996. № 41(10). С. 1272-1278.
5. **Пожар В.Э., Мачихин А.С.** Спектрально-поляризационные системы трёхмерного технического зрения на основе акустооптической фильтрации // Светотехника. 2022. № 5. С. 32-35.
6. **Batshev V., Machikhin A., Pozhar V.** Quality assessment of stereoscopic spectral images obtained with use acousto-optic diffraction in a single TeO2 crystal // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2020. № 38(1). P. 030021.
7. **Епихин В.М., Калинников Ю.К.** Компенсация спектрального дрейфа угла дифракции неколлинеарного акустооптического фильтра // Журнал технической физики. 1989. № 59(2). С. 160-163.
8. **Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // JOSA A. 2017. № 34(7). P. 1109-1113.

9. **Batshev V., Machikhin A., Martynov G., Pozhar V., Boritko S., Sharikova M., Lomonov V., Vinogradov A**. Polarizer-Free AOTF-Based SWIR Hyperspectral Imaging for Biomedical Applications // Sensors. 2020. № 20. P. 4439.

Pozhar V.E., Batshev V.I., Kananykhin O.A.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str., 15, E-mail: kananykhin.oa@ntcup.ru

INVESTIGATION OF THE QUALITY OF STEREOSCOPIC IMAGE TRANSMISSION DURING ACOUSTO-OPTIC DIFFRACTION IN A PARATELLURITE CRYSTAL

ABSTRACT

The problem of obtaining a three-dimensional image in arbitrarily specified spectral ranges is considered. To do this, it is proposed to use simultaneous filtering of two light beams carrying stereo images using an acousto-optic filter from a uniaxial TeO_2 crystal. In this case, the geometry of wide-aperture diffraction is the same for both beams, and their angular dilution is carried out in the azimuthal plane. An experimental stand was assembled using a lens optical system, an acousto-optic filter and a video camera with a lens, as well as an adjustment system. The results of measuring the field of view, spatial resolution and other parameters at different angles of beam reduction are analyzed.

This study demonstrates the prospects of using acousto-optic filters to create devices for simultaneous analysis of three-dimensional spatial, spectral and polarization properties of objects.

STEREOSCOPY, IMAGING SPECTROMETRY, ACOUSTO-OPTIC FILTERS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 534.23

Давыдова Е.А., Титов С.А.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: sergetitov@mail.ru

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИЕМА УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ ГОРИЗОНТАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН В ИММЕРСИОННОЙ СХЕМЕ ИЗМЕРЕНИЙ

АННОТАЦИЯ

В различных приложениях диагностического ультразвука в основном используются продольные или поперечные вертикально поляризованные волны. Горизонтально поляризованные волны находят существенное меньшее применение вследствие сложности их регистрации в иммерсионной схеме измерений. Это обуславливается тем, что колебания частиц в такой волне происходят в плоскости раздела образец – иммерсионная жидкость и волна, падающая из твердого тела на гладкую границу, не приникает в иммерсию. Однако регистрация распределения акустического поля, создаваемого поперечными волнами, является источником ценной информации о структуре образца или параметрах приборов, например, акустооптических. В настоящей работе проведены исследования возможности регистрации поперечных горизонтально поляризованных волн за счет их трансформации в продольную волну на особенностях негладкой границы раздела твердое тело – иммерсионная жидкость. Экспериментально показано, что шероховатость поверхности раздела может служить фактором, обеспечивающим такую трансформацию и возможность регистрации распределения поперечной горизонтально поляризованной волны сфокусированным иммерсионным преобразователем.

ПОПЕРЕЧНЫЕ ВОЛНЫ, ТРАНСФОРМАЦИЯ МОД, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯ, ИММЕРСИОННЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

ВВЕДЕНИЕ

В медицине и неразрушающем контроле применение диагностического ультразвука основано главным образом на использовании продольных акустических волн [1-2]. Широкое применение находят также поперечные вертикально поляризованные волны, генерация и прием которых осуществляется, как правило, на счет трансформации волновых мод на границе раздела иммерсионная среда – образец. Горизонтально поляризованные волны находят существенное меньшее применение вследствие сложности их регистрации в иммерсионной схеме измерений. Это обуславливается тем, что колебания частиц в такой волне происходят в плоскости раздела образец – иммерсионная жидкость и волна, падающая из твердого тела на гладкую границу, не приникает в иммерсию и наоборот. В различных приборах, например, акустооптических, возбуждение поперечных волн осуществляется ультразвуковым преобразователем, жестко соединенного со звукопроводом прибора. Известным способом

регистрации поперечных горизонтально поляризованных волн является лазерная виброметрия [3-5]. Также возбуждение и прием этого типа волн возможны с помощью бесконтактных электромагнитных акустических преобразователей [6-7]. Однако эти способы не могут быть применены в иммерсионной схеме измерений. Данная работа посвящена исследованию возможности регистрации откликов горизонтально поляризованных поперечных волн за счет их трансформации в продольные волны в иммерсионной среде на неоднородностях границы раздела сред.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования этой возможности регистрации поперечных горизонтально поляризованных волн была разработан экспериментальный стенд (рис. 1). Генерация поперечной волны в твердом теле в данной иммерсионной схеме осуществляется ультразвуковым преобразователем 1, которым излучает в иммерсионной среде (воде) продольную волну *L*. Волна падает под углом α на боковую грань призмы 2, выполненной из алюминиевого сплава. На границе волна трансформируется в вертикально поляризованную поперечную волну *S*. Для того, чтобы эта волна распространялась в призме под углом β = 45°, угол наклона преобразователя α должен удовлетворять закону преломления:

$$C_w^{-1}\sin\alpha = C_t^{-1}\sin\beta, \qquad (1)$$

где C_w =1485 м/с – скорость волны в воде, C_t = 3130 м/с – скорость поперечной волны в алюминии [1]. На основании (1) угол α=20°.

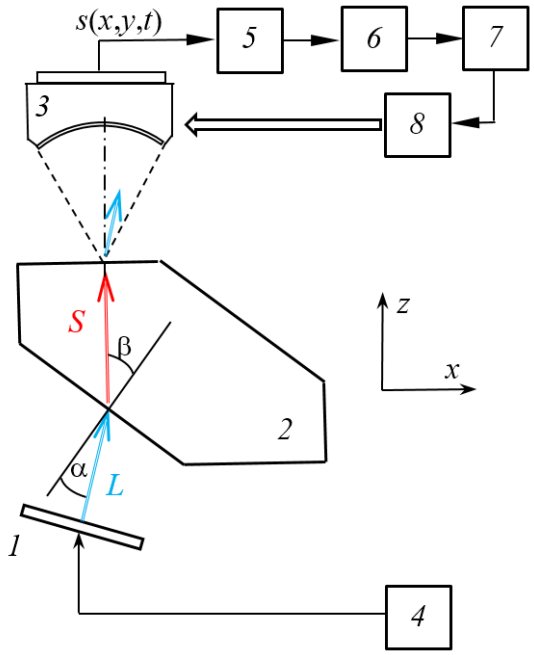
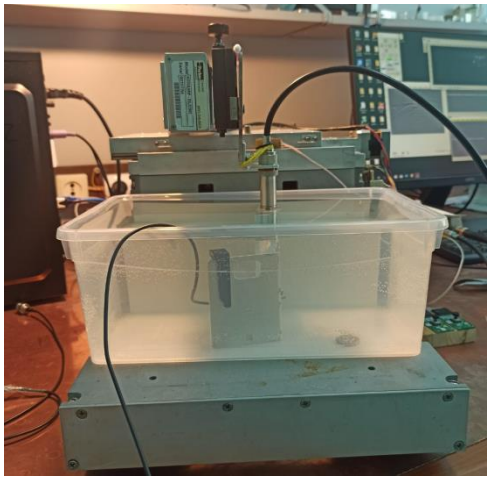


Рис. 1. Схема измерений: 1 – излучающий пьезопреобразователь; 2 – призма; 3 – приемный пьезопреобразователь; 4 – генератор импульсов; 5 – усилитель; 6 – аналого-цифровой преобразователь; 7 – компьютер; 8 – механический драйвер

Колебания частиц в волне *S* происходят вдоль оси *x*. Поскольку она падает на верхнюю грань перпендикулярно, колебания частиц происходят в этой плоскости, и она может рассматриваться как горизонтально поляризованная волна. Если граница идеальная, то такая волна полностью отражается назад. Однако, она может частично рассеиваться на шероховатостях на верхней грани, частично трансформируясь в продольную волну в жидкости.

Для приема такой волны в разработанной установке служит иммерсионный фокусирующий преобразователь 3 (рис. 1). Сигнал преобразователя усиливается усилителем 4, преобразуется аналого-цифровым преобразователем 6 и сохраняется в компьютере 7. Для регистрации пространственного распределения в плоскости верхней грани осуществляется механическое сканирование приемного преобразователя с помощью драйвера 8.

В эксперименте использовались широкополосные преобразователи с центральной частотой 20 МГц, а работа осуществлялась в импульсном режиме. Изображения стенда приведены на рис. 2.



а)

б)

Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки (а), расположение излучающего преобразователя относительно призмы (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для контроля настройки установки был проведен тестовый эксперимент, заключающийся в приеме отраженной волны в эхо-импульсном режиме. В этом случае преобразователь 1 (рис. 1) использовался как на излучение, так и на прием. На рис. 3 показан импульс, принятый в этом режиме. Время распространения этого импульса составляет приблизительно 45,3 мкс.

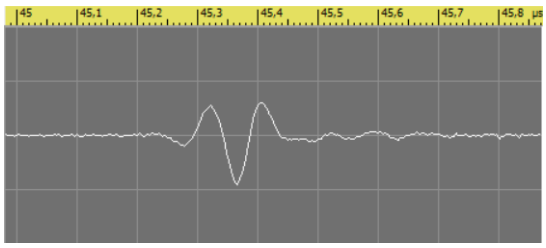


Рис. 3. Сигнал, принятый в эхо-импульсном режиме

Это время может быть также рассчитано из известных геометрических параметров:

$$\tau_0 = 2(C_t^{-1} l_t + C_w^{-1} l_w), \qquad (2)$$

где l_w = 17,5 мм и l_t = 35 мм – пути, проходимые волнами L и S в жидкости и металле, соответственно. Расчет дает значение τ_0 = 45,9 мкс. Полученные расчетные и экспериментальные значения согласуются, что подтверждает корректность использованной модели распространения волн.

На рис. 4 представлено акустическое изображение верхней грани $I(x,y)$, на поверхность которой нанесено углубление длиной примерно 8 мм и шириной 0,3 мм. Видно, что в области неоднородности принятый сигнал имеет заметную величину (линии б, в) и сравним с шумом вдали от нее (линия а). Данное наблюдение подтверждается сканами, записанными в полутоновом формате вдоль этих линий в зависимости от координаты x и времени распространения волны t (рис. 5). На сканах б) и в) отчетливо видны сильные отклики в местах пересечения с углублением, отмеченные красными стрелками. Помимо этих откликов вокруг наблюдаются более слабые сигналы, образованные, по-видимому, рассеянием поперечной волны на неоднородностях материала.

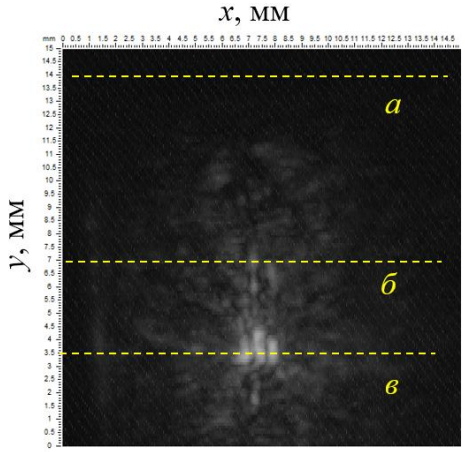


Рис. 4. Интенсивность принятой волны в зависимости от поперечных координат $I(x,y)$ (поле сканирования 15 мм × 15 мм)

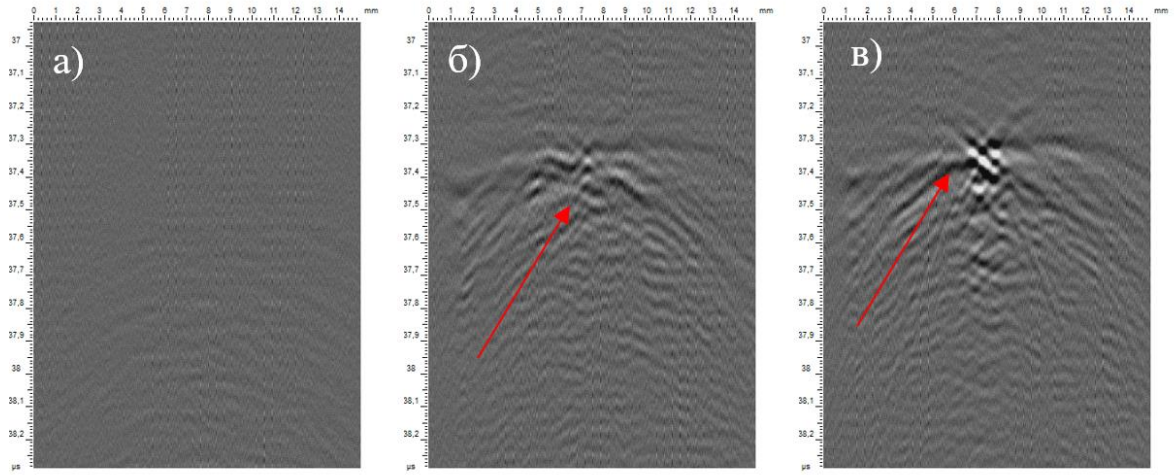


Рис. 5. Сигналы $s(x,t)$, полученные при y = 14, 7, 3,5 мм, соответственно. Положение сканов отмечены на рис. 4 желтыми пунктирами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено исследование возможности регистрации поперечных горизонтально поляризованных волн за счет их трансформации в продольную волну на особенностях негладкой границы раздела твердое тело – иммерсионная жидкость. Экспериментально показано, что шероховатость поверхности раздела может служить фактором, обеспечивающим такую трансформацию и возможность регистрации

распределения поперечной горизонтально поляризованной волны сфокусированным иммерсионным преобразователем.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного задания FFNS-2022-0010. Экспериментальная часть работы выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [http://ckp.ntcup.ru].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ермолов И.Н., Ланге Ю.В.** Ультразвуковой контроль. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.
2. **Крауткремер Й., Крауткремер Г.** Ультразвуковой контроль материалов. М.: Металлургия, 1991. 752 с.
3. **Elhady A., Abdel-Rahman E. M.** Characterization of Shear Horizontal Waves Using a 1D Laser Doppler Vibrometer // Sensors. 2021. № 21. P. 2467.
4. **Yu X., Manogharan P., Fan P., Rajagopal P.** Shear horizontal feature guided ultrasonic waves in plate structures with 90 transverse bends // Ultrasonics. 2016. № 65. P. 370-379.
5. **Nazeer N., Ratassepp M., Fan Z.** Damage detection in bent plates using shear horizontal guided waves // Ultrasonics. 2017. № 75. P. 155-163.
6. **Gitis A., Sauer D.U.** The propagation of horizontally polarized shear waves in plates bordered with viscous liquid // Ultrasonics. 2016. № 71. P. 264-270.
7. **Petcher P.A., Burrows S.E., Dixon S.** Shear horizontal (SH) ultrasound wave propagation around smooth corners // Ultrasonics. 2014. № 54(4). P. 997-1004.

Davydova E.A., Titov S.A.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: sergetitov@mail.ru

ON THE POSSIBILITY OF RECEIVING ULTRASONIC TRANSVERSE HORIZONTALLY POLARIZED WAVES IN AN IMMERSION MEASUREMENT SETUP

ABSTRACT

Various applications of diagnostic ultrasound mainly use longitudinal or transverse vertically polarized waves. Horizontally polarized waves find much less application due to the difficulty of their registration in the immersion measurement scheme. This is due to the fact that particle oscillations in such a wave occur in the sample-immersion liquid interface and the wave incident from the solid onto the smooth interface does not penetrate into the immersion. However, registration of the distribution of the acoustic field created by transverse waves is a source of valuable information about the structure of the sample or the parameters of devices, for example, acousto-optic devices. In this work, we studied the possibility of registering transverse horizontally polarized waves due to their transformation into a longitudinal wave on the features of a non-smooth interface between a solid body and an immersion liquid. It has been experimentally shown that the roughness of the interface can serve as a factor providing such a transformation and the possibility of registering the distribution of a transverse horizontally polarized wave by a focused immersion transducer.

TRANSVERSE WAVES, MODE TRANSFORMATION, FIELD VISUALIZATION, IMMERSION TRANSDUCER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 621.396: 517.958:535.4

Беляков Н.И.[1], Ермак С.В.[2], Крячко А.Ф.[1], Ревунов Г.М.[1], Шакин О.В.[1]

[1] *Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Россия, 190000, Санкт-Петербург, Большая Морская ул., 67, E-mail: alex_k34.ru@mail.ru*
[2] *Санкт-Петербургский государственный политехнический университет имени Петра Великого, Россия,195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, E-mail: serge_ermak@mail.ru*

ПРЕДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДИФРАКЦИОННЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

АННОТАЦИЯ

Для различных областей физики плазмы, биофизики большой интерес представляют исследования спектральных и дифракционных характеристик открытых резонаторов, содержащих внутри себя различные неоднородные включения, материальные параметры которых зависят от пространственных координат либо от частотных параметров структуры. Приближенные модели открытых электродинамических структур с плазменным включением описывают спектральные характеристики таких объектов весьма грубо, а потому представляет интерес выяснение на базе строгой модели зависимости их поведения от различных геометрических и электродинамических параметров. Представлены аналитические физико-математические модели открытого резонатора с неоднородным диэлектрическим включением и определены его спектральные характеристики путем вычисления матричной оператор-функции. Полученные результаты могут быть использованы при исследовании свойств таких объектов.

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР, ПЛАЗМЕННОЕ ВКЛЮЧЕНИЕ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, ДЛИННОВОЛНОВАЯ ОБЛАСТЬ, МАТРИЧНАЯ ОПЕРАТОР-ФУНКЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

При изучении колебательных и волновых процессов самостоятельное значение имеют исследования физической природы и закономерностей реализации различных резонансных и аномальных эффектов, проявляющихся при дифракции, распространении и излучении электромагнитных волн. Результаты, полученные в этой области, важны не только для развития теоретических представлений о колебательных и волновых процессах для соответствующих структур, но и для правильного выбора адекватных принципов работы и способов технической реализации создаваемых новых функциональных элементов и устройств. Достоверность и полнота получаемых сведений о дифракции, распространении и излучении электромагнитных волн во многом определяются эффективностью и обоснованностью того математического аппарата и той физической концепции, которые используются для количественных и качественных исследований этих процессов. Результативность анализа существенно возрастает, когда математический аппарат и

физические представления максимально учитывают специфику изучаемых объектов и того частотного диапазона, в котором они используются. Поэтому взаимосвязанное развитие математически обоснованных методов моделирования и физических представлений о возможных и наблюдаемых волновых процессах является актуальной задачей [1–4].

В радиофизике и электронике находят широкое применение открытые резонансные системы: открытые резонаторы (ОР), открытые волноводные резонаторы, открытые волноводы и т.д. Они используются в квантовой и дифракционной электронике при создании генераторов и усилительных устройств. С помощью ОР изучают поверхностные свойства металлов, определяют степень поглощения энергии в газах, осуществляют диагностику плазмы и электронных потоков, измеряют диэлектрические свойства твердых веществ и жидкостей и т.д. Но, несмотря на столь разнообразное применение открытых структур, их теоретическое исследование длительное время проводилось на основе асимптотических и эвристических методов: геометрической оптики, лучевого метода, метода параболического уравнения и др. [5, 6].

Цель работы – предложить методику моделирования спектральных и дифракционных характеристик открытых резонаторов, содержащих внутри себя неоднородные включения, позволяющую обеспечить единый подход к исследованию электродинамических характеристик.

Рассмотрим построение матричной оператор-функции в случае, когда диэлектрическое включение в открытом резонаторе представляет собой круговой цилиндр, заполненный неоднородной изотропной средой, для которой $\varepsilon = \varepsilon(r)$ и $\mu = \mu(r)$ – аналитические комлекснозначные функции при $0 \le r \le b$, где b – радиус включения.

Пусть $\alpha(r) = \frac{\gamma'(r)}{\gamma(r)}, \beta(r) = \varepsilon(r)\mu(r)$, где $\gamma(r) = \begin{cases} \varepsilon(r), H - случай; \\ \mu(r), E - случай. \end{cases}$

Тогда с учетом условий сопряжения на границе включения Мейкснера и уходящего излучения Рейхарда [7] можно рассмотреть дифференциальный оператор вида:

$$Bu(x,y) = \begin{cases} \Delta u(x,y) - \alpha(r)\frac{\partial u(x,y)}{\partial r}, 0 \le r \le b \\ \Delta u(x,y), r > b; \end{cases} \quad (1)$$

Где Δ – оператор Лапласа в полярных координатах. Разделяя переменные $u(r,\varphi) = R(r)\Phi(\varphi)$ в дифференциальном уравнении:

$$u_{rr}'' + \left(\frac{1}{r} - \alpha(r)\right)u_r' + \frac{1}{r^2}u_{\varphi\varphi}'' + k^2\beta(r)u = 0; \quad (2)$$

получим:

$$\begin{cases} R_{rr}'' + \left(\frac{1}{r} - \alpha(r)\right)R_r' + \left(\beta(r)k^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)R = 0, \\ \Phi_{\varphi\varphi}'' + m^2\Phi = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, $0 \le r \le b$, $0 \le \varphi \le 2\pi$.

Решением второго уравнения (3) будет система функций $\{\exp(im\varphi)\}_{m=-\infty}^{\infty}$, которая является полной и ортогональной в пространстве функций $L^2(0,2\pi)$. Выполнив замену переменных $\xi = \frac{r}{b}, 0 \le \xi \le 1$ и переписав первое уравнение (3) с учетом следующих формул: $u = u(\xi), \frac{du}{dr} = \frac{1}{b}\frac{du}{d\xi}, \frac{d^2u}{dr^2} = \frac{1}{b^2}\frac{d^2u}{d\xi^2}, \alpha(r) = \frac{1}{b}\alpha(\xi)$ получим дифференциальное уравнение вида:

$$\xi^2\frac{d^2u}{d\xi^2} + \xi\left(1 - \xi\alpha(\xi)\right)\frac{du}{d\xi} + (\kappa^2\xi^2\beta(\xi) - m^2)u = 0 \quad (4)$$

где $\kappa = kb = \frac{2\pi b}{\lambda}$ – безразмерный спектральный параметр. Решение уравнения (4) можно провести двумя способами: представлением искомой функции $u(\xi)$ обобщенным степенным рядом:

$$u_m(\xi) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n\xi^{n+m} \, (n \ne 0) \quad (5)$$

где коэффициенты $F_n(n \neq 0)$ определяются из следующих рекуррентных соотношений

$$n(n+2m)F_n + \sum_{j=0}^{\infty}\left[\beta_{n-j-2}\kappa^2 - \alpha_{n-j-1}(j+m)\right]F_j = 0 \quad (6)$$

или методом последовательных приближений, разработанным в [8].

Для *E*-случая задача на собственные двумерные колебания открытого резонатора с неоднородным диэлектрическим включением сводится к решению однородной системы линейных алгебраических уравнений второго рода:

$$z_n^p = \sum_{j=1}^{3}\sum_{m=-\infty}^{\infty} P_{nm}^{pj}(k) z_m^j, p = 1,2,3 \quad (7)$$

$$P_{nm}^{31}(k) = \frac{\mu(1)-\mu_0}{\mu(1)+\mu_0}\frac{J_{m-n}(kl_{31})}{J_m(ka_1)H_n^{(1)}(kb)}e^{i(m-n)\psi_{13}}$$

$$P_{nm}^{32}(k) = \frac{\mu(1)-\mu_0}{\mu(1)+\mu_0}\frac{H_{m-n}^{(1)}(kl_{32})}{H_m^{(1)}(ka_2)H_n^{(1)}(kb)}e^{i(m-n)\psi_{23}}$$

$$P_{nm}^{33}(k) = \left[1 - \frac{\mu(1)-\mu_0}{\mu(1)+\mu_0}\Pi_n(kb,u)\right]\delta_m^n$$

$$\Pi_n(kb,u) = \frac{\kappa w_0\mu(1)\dfrac{H_n^{(1)'}(kb)}{H_n^{(1)}(kb)} - \dfrac{u_n'(1)}{u_n(1)}}{\dfrac{u_n'(1)}{u_n(1)} - \kappa w_0\mu(1)\dfrac{J_n'(kb)}{J_n(kb)}}.$$

В *H*-случае аналогичная система уравнений имеет вид:

$$x_n^p = \sum_{j=1}^{3}\sum_{m=-\infty}^{\infty} B_{nm}^{pj}(k) x_m^j, p = 1,2,3 \quad (8)$$

$$B_{nm}^{33}(k) = \left[1 - \frac{\varepsilon(1)-\varepsilon_0}{\varepsilon(1)+\varepsilon_0}\Pi_n(kb,u)\right]\delta_m^n;\ B_{nm}^{3j}(k) = \frac{\varepsilon(1)-\varepsilon_0}{\varepsilon(1)+\varepsilon_0}\frac{R_m(ka_j)T_{m-n}(kl_{3j})}{H_m^{(1)}(kb)}e^{i(m-n)\psi_{i3}}, (j = 1,2);$$

$$\Pi_n(kb,u) = \frac{\dfrac{\kappa\varepsilon(1)}{w_0}\dfrac{H_n^{(1)'}(kb)}{H_n^{(1)}(kb)} - \dfrac{u_n'(1)}{u_n(1)}}{\dfrac{u_n'(1)}{u_n(1)} - \dfrac{\kappa\varepsilon(1)}{w_0}\dfrac{J_n'(kb)}{J_n(kb)}}.$$

В [9] доказано, что $P(k)$ – ядерная оператор-функция, конечномероморфно зависящая от $k \subset R_k$. Из ядерности оператор-функции $P(k)$ следует что k_0 является ее характеристическим числом, тогда и только тогда, когда она удовлетворяет условию $det\big(I - P(k)\big) = 0$, накладываемому на ее бесконечный характеристический определитель. Таким образом спектры комплексных собственных частот исследуемых электродинамических структур являются дискретными и имеют конечную кратность и могут быть проанализированы с помощью численных методов в резонансной области частот.

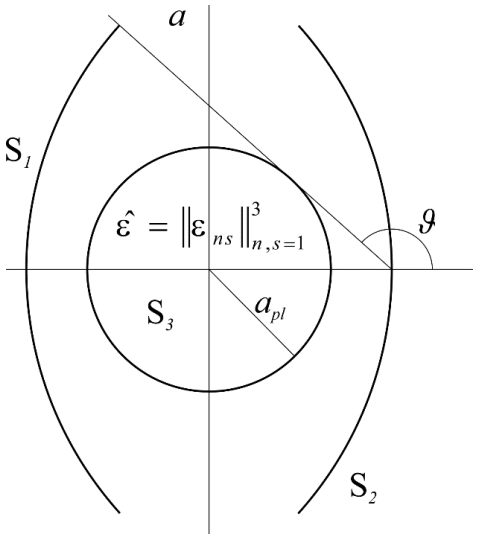


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим в качестве открытого резонатора один круговой цилиндр радиуса a, с продольной щелью 2ϑ . Поместим внутрь этого ОР, сместив от его центра на расстояние l_{12} плазменный цилиндр радиуса a_{pl}, у которого следующие плазменные параметры: k_p – плазменная частота, k_c – электронная циклотронная частота, ν частота столкновения электронов, S_1 и S_2 – зеркала открытого резонатора, S_3 – поперечное сечение кругового цилиндра с границей ∂S_3, заполненного средой, диэлектрическая и магнитная проницаемость которой описываются соответственно тензорами $\varepsilon = \|\varepsilon_{ns}\|_{n,s=1}^3$ и $\mu = \|\mu_{ns}\|_{n,s=1}^3$. Будем рассматривать длинноволновую область $ka_1 < 1$. Эта область характерна тем, что, как следует из формул (7), (8) в длинноволновой области сам плазменный цилиндр обладает поверхностным собственным колебанием, действительная часть собственной частоты которого приближенно равна, так называемой предельной частоте поверхностной волны [10], $k = \frac{k_p}{\sqrt{2}}$.

С другой стороны, в случае *H*-поляризованных электромагнитных колебаний одиночный цилиндр с продольной щелью также обладает в длинноволновой области собственным колебанием, собственная частота которого определяется по формуле $k = \frac{\sqrt{-2\,ln(sin(0.5\vartheta_1))}}{a_1}$.

В связи с этим представляет интерес поведение этих собственных частот в системе ОР с плазменным включением при изменении параметров плазменного включения. На рис.2 и 3 представлены зависимости действительных частей этих собственных частот и десятичных логарифмов добротностей $log\,Q$, соответствующих им собственных колебаний, от плазменной частоты k_p для различных значений циклотронной частоты k_c в случае, когда половина щели в цилиндре $\vartheta_1 = 10°$ и центр плазменного цилиндра, радиус которого $a_{pl} = 0{,}2a_1$, смещен от центра металлического цилиндра на величину $l_{12} = 0{,}15$ (рис. 2 – для собственного колебания плазменного цилиндра, рис. 3 – для длинноволнового собственного колебания щелевого цилиндра).

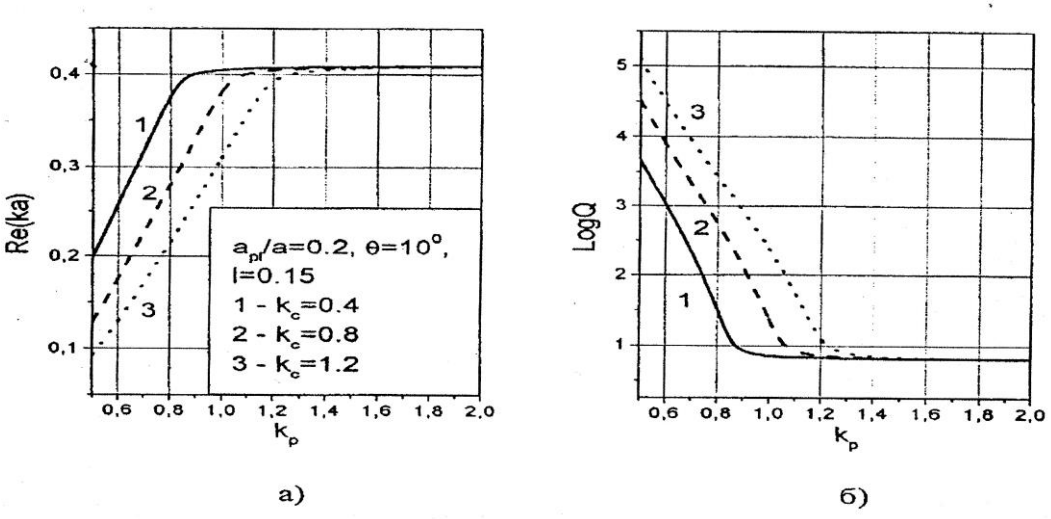


Рис. 2. Зависимости действительной части собственных частот (а) и десятичного логарифма добротности собственных колебаний от плазменной частоты (б) для собственного колебания плазменного цилиндра

Особенностью поведения обоих параметров как $Re(ka)$, так и $log\,Q$ для этих собственных колебаний является то, что для каждого заданного значения k_c существует три диапазона изменения k_p, назовем их условно диапазоны I, II, III, в каждом из которых $Re(ka)$ и $log\,Q$ имеют характерное поведение. Объясним это на примере, когда циклотронная частота $k_c = 0{,}4$ (на рис.2 и рис.3 соответствующие кривые являются линиями из точек):

- диапазон I – это $0{,}5 \le k_p \le 0{,}8$, для плазменного цилиндра $Re(ka)$ монотонно и почти линейно возрастает, а $log\,Q$ также монотонно убывает, для щелевого цилиндра и $Re(ka)$ и $log\,Q$ практически не зависят от изменения k_p;

- диапазон II – $0{,}8 \le k_p \le 1{,}2$, в этом диапазоне как для плазменного цилиндра, так и для щелевого цилиндра $Re(ka)$ и $log\ Q$ резко изменяют характер своего поведения;
- диапазон III – $1{,}2 \le k_p \le 2{,}0$, в этом диапазоне для щелевого цилиндра $Re(ka)$ монотонно и почти линейно возрастает и $log\ Q$ также растет, а для плазменного цилиндра и $Re(ka)$ и $log\ Q$ практически не зависят от изменения k_p [11].

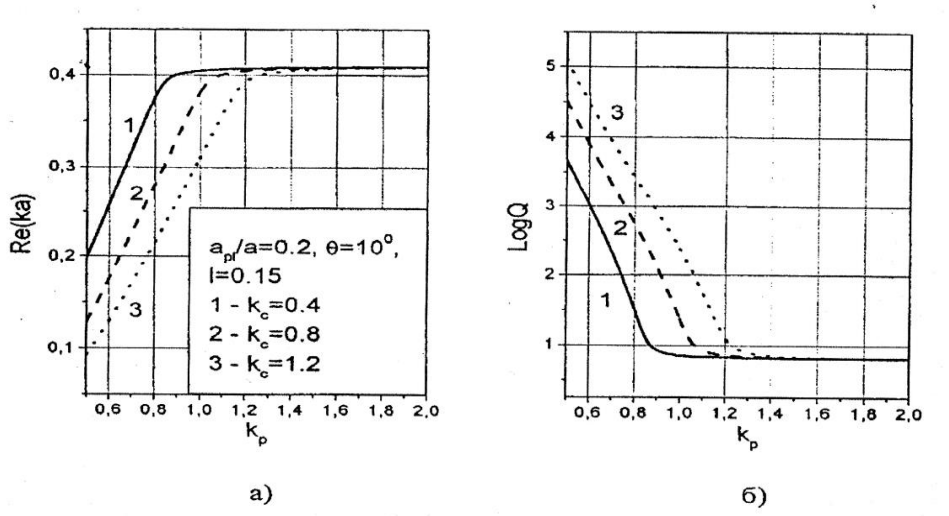


Рис. 3. Зависимости действительной части собственных частот (а) и десятичного логарифма добротности собственных колебаний от плазменной частоты (б) для длинноволнового собственного колебания щелевого цилиндра

Аналогичное поведение в диапазонах I, II и III параметры $Re(ka)$ и $log\ Q$ имеют как для $k_c = 0{,}8$ так и для $k_c = 1{,}2$. При всех заданных значениях k_c для плазменного цилиндра в диапазоне III (а для щелевого цилиндра в диапазоне I) $Re(ka)$ и $log\ Q$ имеют одни и те же значения, практически не зависящие и от k_p. Такое поведение действительных частей собственных частот и добротностей собственных колебаний плазменного и щелевого цилиндров дает основание утверждать, что при изменении k_p в диапазоне II происходит взаимодействие этих собственных колебаний, т.е. они вступают в межтиповую связь.

В диапазоне II изменения параметра k_p происходит не только резкое изменение характера поведения действительных частей собственных частот и добротностей собственных колебаний плазменного и щелевого цилиндров, но и обмен типами колебаний соответствующих зависимостей $Re(ka)$.

Это показано на рис.4а и 4б, на которых представлены линии равных значений модуля $|\dot{H}_z|$ полного магнитного поля $\dot{H}_z$ (единственной отличной от нуля компоненты), которое возбуждается в резонаторе *H*-поляризованной плоской электромагнитной волной на частотах, определяемых действительной частью величины собственных частот для щелевого цилиндра и плазменного цилиндра при $k_c = 0.4$ и значениях k_p из диапазонов I, II, и III.

Из рис. 4а видно, что когда k_p принадлежит диапазону I ($k_p = 0{,}5$), поле, возбуждаемое в открытом резонаторе, является «чистым» полем щелевого цилиндра; в диапазоне II ($k_p = 0{,}8525$) поле, возбуждаемое в ОР, является «гибридным» и имеет компоненты собственных полей щелевого и плазменного цилиндров; а в диапазоне III ($k_p = 1{,}2$) поле, открытого резонатора является уже «чистым» полем плазменного цилиндра.

И наоборот, как видно из рис. 4б, когда k_p принадлежит диапазону I ($k_p = 0{,}5$), поле, возбуждаемое в открытом резонаторе, является «чистым» полем плазменного цилиндра; в диапазоне II ($k_p = 0{,}8525$) поле, возбуждаемое в ОР, является «гибридным» и имеет компоненты собственных полей щелевого и плазменного цилиндров; а в диапазоне III ($k_p = 1{,}2$) поле открытого резонатора является уже практически «чистым» полем щелевого цилиндра.

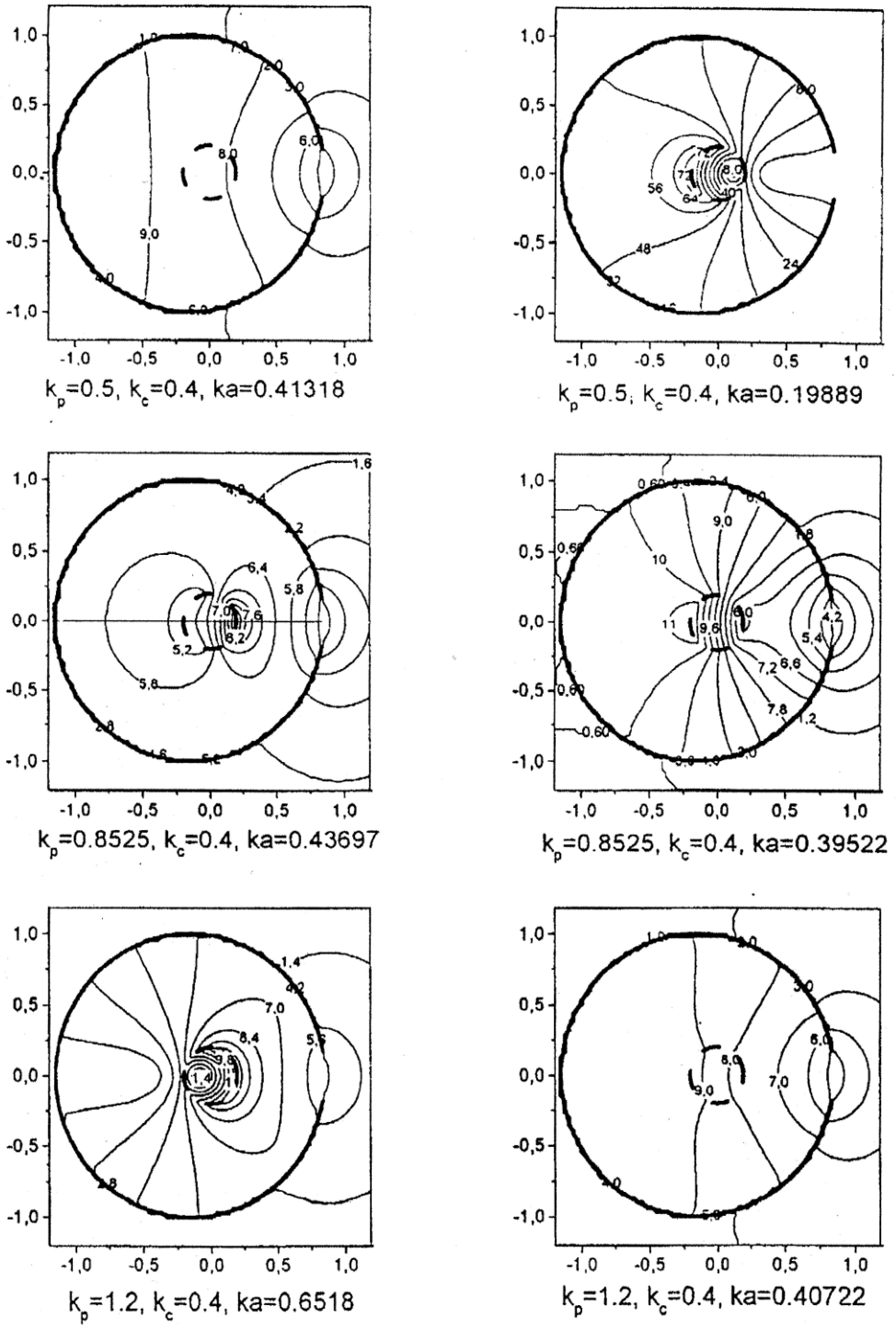


Рис. 4. Поле, возбуждаемое в резонаторе H–поляризованной плоской электромагнитной волной на действительных частях собственных частот для щелевого цилиндра (а) и плазменного цилиндра (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, установлено, что в открытом резонаторе с плазменным включением существуют такие диапазоны плазменных частот k_p в длинноволновой области, в которых собственные колебания, имеющие разную физическую природу, вступают в межтиповую связь, а именно связываются собственные колебания открытого резонатора и собственные колебания плазменного образования. При этом, как было показано выше, в этом диапазоне вариации k_p существенно изменяются спектральные свойства этих электродинамических объектов: поведение собственных частот и добротности собственных колебаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Селезов Н.Т., Яковлев В.В.** Дифракция волн на симметричных неоднородностях. – Киев: Наук. думка, 1978. – 148 с.

2. **Вайнштейн Л.А.** Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. – 465 с.

3. **Белостоцкий В. В., Васильев Е. Н.** Интегральное уравнение открытого резонатора с диэлектрическим диском. – В кн.: VIII Всес. симпозиум по дифракции и распространению волн. Тезисы докл. Т. 1. М., 1981, с. 205-208.

4. **Войтович Н. Н. и др.** Опыт исследования резонаторов сложной формы обобщедным методом собственных колебаний. – В кн.: VIII Всес. симпозиум по дифракции и распространению волн. Тезисы докл. Т. 1. М., 1981, с. 201-204.

5. **Шестопалов Ю. В.** К обоснованию спектрального метода расчета собственных волн микрополосковых линий. – Дифференц. ур-ния, 1980, т. 16, № 8, с. 1504-1512.

6. **Ильинский А. С, Шестопалов Ю. В.** О спектре нормальных волн щелевых линий передачи. – Радиотехн. и электроника, 1981, т. 26, № 10, с. 2064-2073.

7. **Майков А.Р., Поезд А.Д., Свешников А.Г., Якунин С.А.** Нелокальные условия излучения для нестационарной системы уравнений Максвелла // ЖВМ и МФ. – 1990. – т.30, №12.

8. **Кошпаренок В.Н., Мележик П.Н., Поединчук А.Е., Шестопалов В.П.** Спектральная теория открытых двумерных резонаторов с диэлектрическими включениями // ЖВМ и МФ, 25:4 (1985), 562–577.

9. **Бровенко А.В., Мележик П.Н., Панин С.Б., Поединчук А.Е.** Дифракция волн на ленточной решетке, расположенной на границе слоисто-неоднородной среды: метод аналитической регуляризации / // Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – т.56, № 4. – С. 265–276.

10. **Крячко А.Ф., Ковалев М.А., Ревунов Г.М., Тюрина А.И.** Диагностика гиперзвуковой плазмы методом собственных электромагнитных колебаний открытого резонатора с неоднородными включениями // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2021. Т. 26. № 1. С. 13-20.

11. **Ковалев И.П., Кузикова Н.И.** Дополнительные сферические экраны // Антенны. – 2021. №2. С.48-55.

Belyakov N.I.[1], Ermak S.V.[2], Kryachko A.F.[1], Revunov G.M.[1], Shakin O.V.[1]

[1]Saint-Petersburg State University of Aerospace Instrumentation,
Russia, 190000, St. Petersburg, Bolshaya Morskaya str. 67, E-mail: alex_k34.ru@mail.ru
[2]Peter the Great St. Petersburg State Polytechnical University,
Russia, 29, Polytechnicheskaya str., St. Petersburg, 195251, E-mail: serge_ermak@mail.ru

LIMITING PROPERTIES OF DIFFRACTION OPEN RESONATORS

ANNOTATION

Approximate models of open structures with plasma inclusion describe the spectral characteristics of such electrodynamic objects rather roughly. In this connection it is of interest to study them on the basis of a rigorous model in order to find out the peculiarities of their behavior on various geometrical and electrodynamic parameters. Analytical physical and mathematical models of the spectral characteristics of the resonator on the basis of the matrix operator-function calculation in the case of an inhomogeneous dielectric inclusion are presented. For various fields of plasma physics and biophysics, the studies of the spectral and diffraction characteristics of the open resonators containing various inhomogeneous inclusions, whose material parameters depend on spatial coordinates or on the frequency parameters of the structure, are of great interest. The results obtained can be used in the study of the properties of such objects.

OPEN RESONATOR, PLASMA INCLUSION, SPECTRAL CHARACTERISTICS, LONG-WAVE REGION, MATRIX OPERATOR-FUNCTION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.36:534.23

Никитин П.А.[1,2]

[1] *Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com*
[2] *Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14*

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЗАЗОРА МЕЖДУ СЕКЦИЯМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯ УЛЬТРАЗВУКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

В работе представлены результаты численного моделирования работы акустооптического дефлектора терагерцевого излучения, в котором используется секционированный фазированный излучатель ультразвука. Установлено, что зазор между секциями влияет на его характеристики. При угле падения излучения, когда частотная характеристика дефлектора имеет практически плоскую вершину, рабочая полоса частот сужается при увеличении зазора между электродами. В режиме же, когда частотная характеристика имеет провал в 50% в центре, рабочая полоса частот наоборот расширяется при увеличении зазора между электродами. В работе также получена зависимость угла падения излучения, соответствующему этому режиму, от значения зазора. Моделирование выполнено дефлектора с десятисекционным излучателем ультразвука.

АКУСТООПТИКА, ДЕФЛЕКТОР, СЕКЦИОНИРОВАННЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ, ТЕРАГЕРЦЕВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) дефлекторы излучения применяются для сканирования пучком излучения в реальном времени [1]. Это возможно благодаря тому, что пучок излучения дифрагирует на фазовой периодической структуре, наведённой ультразвуком в среде. Изменяя частоту и амплитуду электрического сигнала, подаваемого на излучатель ультразвука, можно изменять частоту и мощность ультразвукового пучка. Быстродействие такого устройства определяется временем, за которое ультразвуковая волна проходит пучок излучения. При диаметре пучка излучения 3 мм и скорости ультразвука 3 км/с быстродействие составляет 1 мкс. Известно, что эффективность дифракции убывает при отстройке от условия брэгговского синхронизма (сумма волновых векторов падающей электромагнитной волны и ультразвука должна равняться волновому вектору дифрагированного излучения) [2]. Поэтому для увеличения рабочей полосы частот ультразвука используется специфическая геометрия АО взаимодействия, при которой волновой вектор ультразвука на центральной частоте касается волновой поверхности дифрагированного излучения [3]. Отметим, что это возможно реализовать лишь при использовании двулучепреломляющих кристаллов в качестве среды АО

взаимодействия. В этом случае значение расстройки от фазового синхронизма оказывается существенно меньше, чем в режиме изотропной акустооптической дифракции.

Проблема, рассматриваемая в данной статье, обусловлена непрозрачностью хорошо зарекомендовавших себя двулучепреломляющих АО кристаллов в терагерцевом (ТГц) диапазоне (длина волны $\lambda \approx 100$ мкм). В связи с этим АО устройства, работающие в ТГц диапазоне, изготавливаются из оптически изотропных сред: монокристаллический германий (Ge); предельные углеводороды в жидкой фазе – гексан (C_6H_{14}), циклогексан (C_6H_{12}); сжиженные инертные газы – ксенон (Xe), гексафторид серы (SF_6) [4]. Единственно возможный режим работы АО устройств на основе этих сред – изотропная дифракция. Поэтому для того, чтобы обеспечить выполнение условия брэгговского синхронизма в достаточно широком диапазоне требуется, чтобы волновой вектор ультразвука поворачивался при изменении частоты ультразвука по определённому закону и его конец заканчивался на волновой поверхности, соответствующей дифрагированному излучению.

В работах [5,6] было предложено использовать для этой цели секционированный фазированный излучатель ультразвука. Наиболее простая реализация состоит в подаче управляющего электрического сигнала в противофазе на соседние секции [5]. К недостаткам этого метода относится наличие двух главных лепестков диаграммы направленности излучателя, а также относительно небольшое уширение частотной характеристики. Большего уширения можно добиться, лишь изменяя сдвиг фаз с частотой сигнала [6], а один из лепестков диаграммы направленности можно подавить, используя ступенчатый излучатель [7]. Тем не менее, согласно расчётам, использование противофазного секционированного излучателя должно *увеличить* ширину частотной характеристики в 4 раза [8], при уменьшении эффективности дифракции в 2 раза. К плюсам использования такого излучателя, несомненно, относится простота изготовления и реализации указанного сдвига фаз.

В работе [9] установлено, что наличие зазора между соседними секциями излучателя ультразвука влияет на эффективность АО дифракции. Однако очевидно, что указанный зазор должен оказывать влияние на диаграмму направленности излучателя и, как следствие, на частотную характеристику АО дефлектора. Поэтому целью данной работы является изучение влияния зазора между соседними секциями излучателя на параметры АО дефлектора.

МОДЕЛЬ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ДЕФЛЕКТОРА

Выделяют два режима работы АО дифракции: 1) режим Рамана-Ната, когда существует множество дифракционных порядков; 2) режим Брэгга, когда дифракционных порядка всего два. В данной работе исследован режим Брэгга. На рис. 1 приведена схема излучателя ультразвука с m=4 секциями, где серым цветов выделены области, покрытые электродом. Индекс 1 у параметров D_1 и L_1 означает, что они относятся к одной секции, в отличии от L, соответствующего длине излучателя ультразвука.

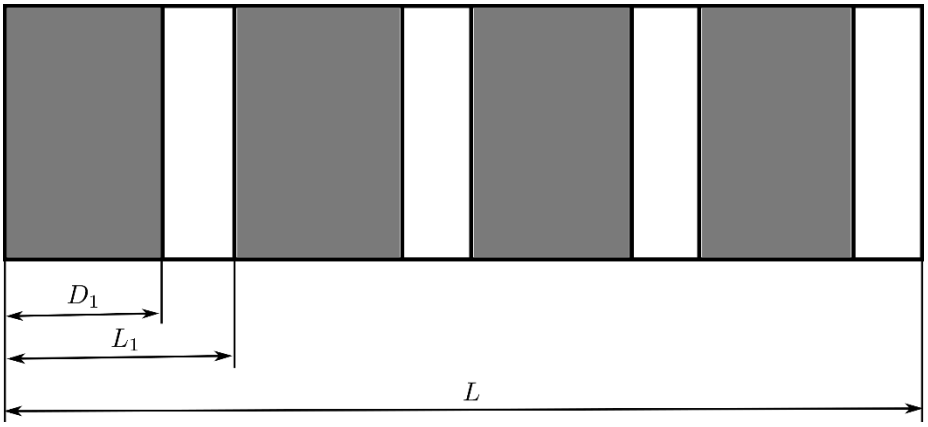


Рис. 1. Схема секционированного излучателя ультразвука.

Соотношение для эффективности ξ АО дифракции, справедливое для любого чётного *m*, было взято из работы [9]:

$$\xi = \left(\frac{1}{16}k_0^2 p^2 n^6 S^2\right) D_1^2 \left(\frac{\sin(\kappa D_1/2)}{\kappa D_1/2}\right)^2 \left(\frac{\sin(\kappa L_1 - \Phi)m/2}{\sin(\kappa L_1 - \Phi)/2}\right)^2; \quad (1)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad k = k_0 n; \quad K = \frac{2\pi F}{V}; \quad \kappa = K\left(\theta_i - \frac{K}{2k}\right); \quad (2)$$

$$p = \sqrt{M_2 \frac{\rho V^3}{n^6}}; \quad S = \sqrt{\frac{P_a}{0.5\rho V^3 d \cdot (mD_1)}}; \quad (3)$$

$$D_1 = C_D L_1; \quad L_1 = \frac{L}{m}; \quad (4)$$

где k_0 и k – волновое число излучения в вакууме и в среде соответственно; K и F – волновое число и частота ультразвука; к - фазовая расстройка от условия синхронизма; p – эффективная фотоупругая постоянная, связанная с коэффициентом АО качества M_2, плотностью ρ, скоростью звука V и показателем преломления n; S – безразмерная деформация, пропорциональная корню из мощности ультразвука P_a; Ф – разность фаз электрического сигнала, подаваемого на соседние секции излучателя (в данной работе Ф=π); θ_i – угол падения излучения; C_D – коэффициент, определяющий ширину зазора между секциями.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основным параметром АО дефлектора является число N разрешённых световых элементов, пропорциональное полосе частот ультразвука ΔF, в которой эффективность дифракции составляет не менее 50% от максимального значения на центральной частоте F_0. В работе [8] получено выражение для рабочей точки угла θ падения излучения $\theta_0=(m\lambda/nL)^{0.5}$. Расчёт для m=10 показал, что уменьшение размера области покрытой электродом приводит к сужению полосы частот ультразвука ΔF, нормированной на центральную частоту $F_0=V(mn/\lambda L)^{0.5}$ (см. Рис. 2).

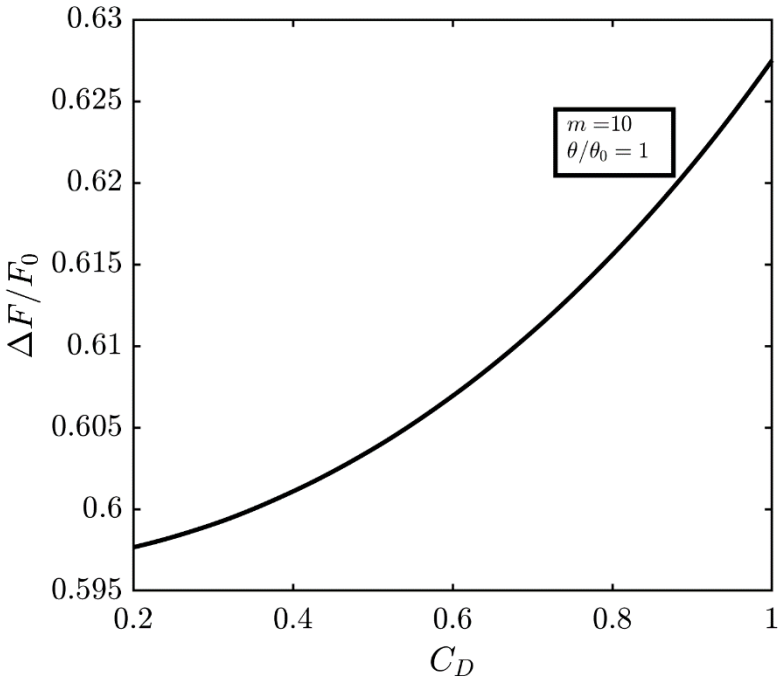


Рис. 2. Зависимость полосы частот ультразвука от ширины зазора при оптимальном угле падения

Полоса частот АО дефлектора может быть существенно расширена за счёт небольшой отстройке от оптимального угла падения излучения. Однако при этом в центре частотной характеристики $\xi(F)$ появляется провал. Если считать допустимым значение провала в 50% относительно максимального значения, то при наличии зазора между секциями излучателя этот угол падения излучения, как и полоса частот, увеличивается по сравнению со случаем, когда зазор отсутствует C_D=1 (см. рис. 3 и рис. 4).

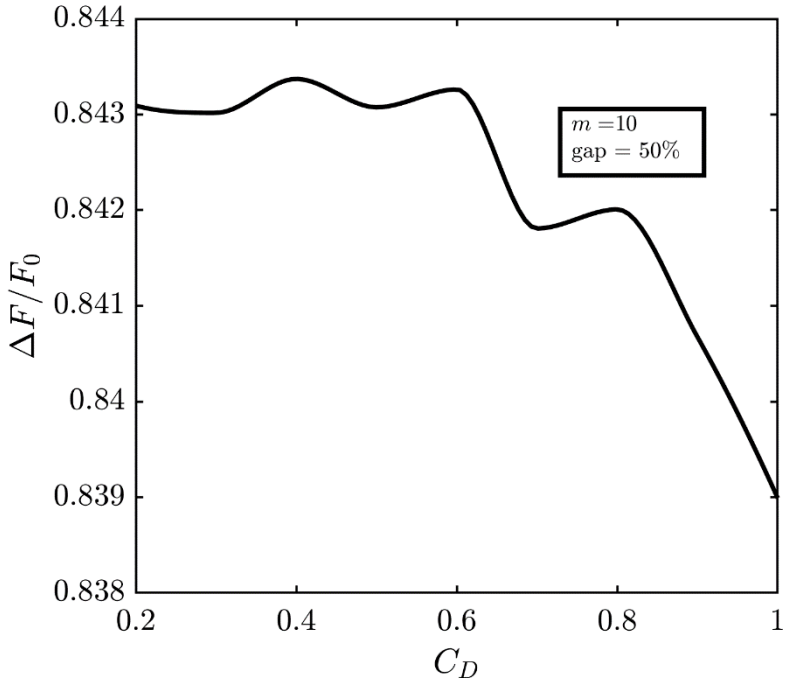


Рис. 3. Зависимость полосы частот ультразвука от ширины зазора при угле падения, соответствующем 50% провалу в центре частотной характеристики

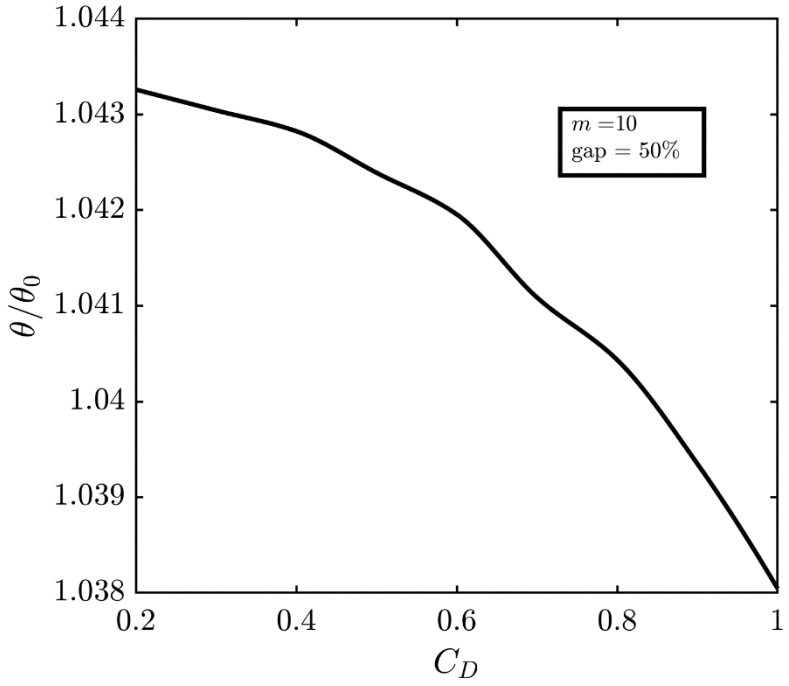


Рис. 4. Зависимость угла падения, соответствующего 50% провалу в центре частотной характеристики, от ширины зазора.

Полученные зависимости для указанных двух режимов кардинально отличаются. В то время, как при оптимальном угле падения излучения полоса частот ΔF монотонно возрастает с C_D, при отстройке угла до провала в 50% полоса ΔF наоборот убывает с C_D причём не монотонно. Стоит также отметить высокую чувствительность к углу падения излучения. Изменение его всего лишь на 4% (при θ_0=4° – это около 10 угловых минут) приводит к наличию 50% провала в центре частотной характеристики. Однако увеличение зазора между секциями уменьшает требования к столь точной юстировке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена актуальная проблема по разработке АО дефлектора ТГц излучения. Показано, что использование секционированного излучателя ультразвука позволяет достичь значительной частотной полосы частот ультразвука (около 60% от центральной частоты для излучателя с 10 секциями). Впервые получены зависимости параметров АО дефлектора от зазора между секциями. В дальнейшем планируется получение аналитических выражений указанных зависимостей.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FFNS-2022-0009).

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ξ – эффективность акустооптической дифракции;
m – число секций излучателя ультразвука;
F_0 – центральная частота ультразвука для частотной характеристики;
ΔF – рабочая полоса частот;
θ_0 – оптимальный угол падения излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Antonova S. N., Rezvov Yu. G.** Acousto-optic control of the 2d energy profile of laser beam // Technical Physics. 2021. V. 66. № 9. P. 1078-1084.
2. **Dupont S., Champagne J., Kastelik J. C.** Equal-efficiency diffraction of unpolarized wideband light with acousto-optic filters // Journal of Modern Optics. 2022. V. 69. № 13. P. 718-727.
3. **Antonov S. N.** Acousto-optic deflector of depolarized laser radiation // Technical Physics. 2016. V. 61. № 1. P. 134-137.
4. **Nikitin P. A**. THz-band acousto-optic methods // Light & Engineering. 2022. V. 30. № 6. P. 60-68.
5. **Balakshy V., Kupreychik M., Mantsevich S., Molchanov V.** Acousto-optic cells with phased-array transducers and their application in systems of optical information processing // Materials. 2021. V. 14. № 2. P. 451.
6. **Peled I., Kaminsky R., Kotler Z.** Acousto-optics bandwidth broadening in a Bragg cell based on arbitrary synthesized signal methods // Applied Optics. 2015. V. 54. № 16. P. 5065-5073.
7. **Pieper R., Koslover D., Ndwata H.** Combining phased array and hamming sound apodization techniques to improve the acousto-optic diffraction bandwidth // 2009 41st Southeastern Symposium on System Theory: Conference paper. TN: IEEE, 2009. P. 311-316.
8. **Никитин П.А.** Моделирование работы акустооптического дефлектора терагерцевого излучения, использующего секционированный излучатель ультразвука // Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 2. С. 59–67.
9. **Gordon E.I.** A review of acoustooptical deflection and modulation devices // Proceedings of the IEEE. 1966. V. 54. № 10. P. 1391-1401.

Nikitin P.A.[1,2]

[1] *Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str.,15*
[2] *National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14*

EVALUATION OF THE INFLUENCE OF THE GAP BETWEEN SECTIONS OF THE ULTRASOUND TRANSDUCER ON THE CHARACTERISTICS OF THE ACOUSTO-OPTIC DEFLECTOR OF TERAHERTZ RADIATION

ABSTRACT

The paper presents the results of numerical simulation of the operation of an acousto-optic deflector of terahertz radiation, which uses a sectioned phased ultrasound transducer. It has been established that the gap between the sections affects its characteristics. At the angle of incidence of radiation, when the frequency response of the deflector has an almost flat top, the operating frequency bandwidth narrows with an increase in the gap between the electrodes. In the mode, when the frequency response has a dip of 50% in the center, the operating frequency bandwidth, on the contrary, expands with an increase in the gap between the electrodes. The dependence of the angle of incidence of radiation corresponding to this mode on the value of the gap is also obtained. Modeling was performed for a deflector with a ten-section ultrasound transducer.

ACOUSTO-OPTICS, DEFLECTOR, SECTIONED EMITTER, TERAHERTZ RADIATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Баландин И.А.[1], Шарикова М.О.[1], Батшев В.И.[1], Варнавская Д.В.[1], Козлов А.Б.[1,2]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: bia5310@yandex.ru
[2] НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха, Россия, 117342, Москва, Введенского ул., 3, корп. 1

ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР БЛИЖНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ДВОЙНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

АННОТАЦИЯ

Разработан и изготовлен акустооптический видеоспектрометр ближнего инфракрасного диапазона (0,85-1,6 мкм). В приборе использован InGaAs сенсор и реализована двойная акустооптическая фильтрация с целью повышения пространственного и спектрального разрешения. Благодаря использованию афокальной оптической системы на входе, угловое поле в пространстве предметов составляет 8×12 градусов. Прибор позволяет получать спектральные изображения объектов, расположенных на дистанции съемки от 1 м и более, и обеспечивает пространственное разрешение около 200×150 разрешимых элементов в пределах поля зрения. Шириной спектральной полосы пропускания 12 нм (на длине волны 1,06 мкм). Видеоспектрометр разработан для сельскохозяйственных приложений, однако данный класс приборов находит широкое применение во множестве других задач: в дистанционном зондировании, для биомедицинской диагностики, в неразрушающем контроле технических объектов.

АКУСТООПТИКА, АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР, ДВОЙНАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ, БЛИЖНИЙ ИК

ВВЕДЕНИЕ

Методы гиперспектральной съемки широко используются для дистанционного зондирования, экомониторинга, неразрушающего контроля и в решении других задач [1-3]. Одним из перспективных технических решений для создания гиперспектральных приборов являются акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры. Приборы на их основе обладают рядом важных особенностей, таких как, например, произвольной спектральной адресацией и возможностью управления функцией пропускания, высоким пространственным разрешением, отсутствием подвижных элементов [4-5]. Немалый интерес для биомедицинских и сельскохозяйственных приложения вызывает проведение гиперспектрального анализа в ИК области спектра [6-7].

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

В данной работе рассматривается гиперспектрометр для в ближней ИК области спектра (0,85–1,6 мкм), разработанный на основе ранее проведенных теоретических и

экспериментальных исследований, показавших эффективность использования АО фильтрации в этом диапазоне [8], однако для обеспечения высокого спектрального разрешения и устранения хроматических аберраций, возникающих при АО дифракции и особо заметных в ИК диапазоне, в приборе использована двойная АО фильтрация. Функциональная схема прибора приедена на рис. 1.

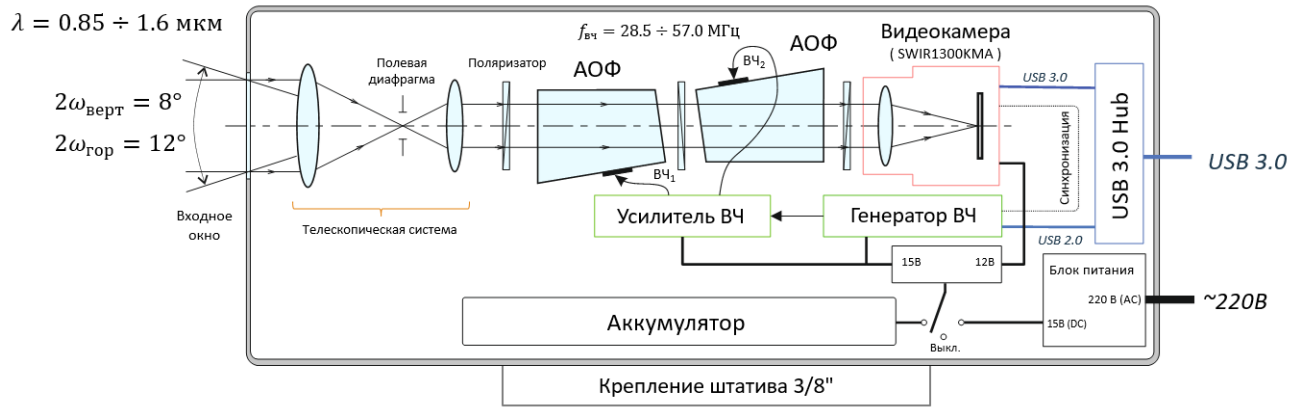


Рис. 1. Функциональная схема

Так как поле зрения АО фильтра невелико и составляет порядка 4°, на входе спектрометра, перед акустооптическим фильтром устанавливается телескопическая система, расширяющая поле зрения до 15°. Коллимированное излучение претерпевает двойную АО фильтрацию и фокусируется объективом на матричный приемник излучения. Элементы оптической системы видеоспектрометра (линз, АО ячеек) рассчитаны с применением оригинального программного модуля [9, 10] и изготовлены в НТЦ УП РАН.

АО фильтр состоит из двух идентичных АО ячеек, повернутых друг относительно друга на 180 градусов. Однако из-за конструктивных особенностей АО ячеек, сложно сделать так, чтобы зависимости между ультразвуковой частотой и длиной волны максимума пропускания аппаратных функций АО ячеек были одинаковыми. Поэтому драйвер АО фильтра, состоящий из двухканального генератора высокочастотного сигнала (28,5-57,0 МГц), управляемого по интерфейсу USB 2.0 и двухканального усилителя, позволяет подавать на разные АО ячейки разные по значению частоты.

Спектральные изображения формируются на матричном приемнике излучения. В качестве приемника используется охлаждаемый сенсор Sony IMX 990-AABA-C, работающий в диапазоне длин волн 400-1700 нм, входящий в состав видеокамеры SWIR1300KMA фирмы ToupTek. Пространственное разрешение камеры составляет 1280×1024 пикселов, однако разрешение видеоспектрометра, определяемое принципиально неустранимыми дифракционными явлениями в его оптической системе, существенно ниже и составляет около 200×150 разрешимых элементов в пределах поля зрения прибора. В видеоспектрометре предусмотрена возможность извлечения видеокамеры с целью ее использования для других задач.

Так как команда на перестройку драйвера АО фильтра и команда начала накопления нового кадра видеокамерой в силу особенностей операционной системы Windows доходят до этих узлов и начинают выполняться с непредсказуемой и случайной задержкой, была предусмотрена аппаратная синхронизация между видеокамерой и драйвером АО фильтра. Время перестройки АО фильтра составляет около 1 мс. Время накопления гиперкуба данных полностью определяется условиями освещенности объекта. В солнечную погоду время экспонирования одного спектрального изображения естественно освещенного объекта составляет порядка 0,1 с, а регистрация гиперкуба с шагом 10 нм во всем рабочем диапазоне составит порядка 5…10 с.

Внешний вид видеоспетрометра показан на рис. 2, а примеры зарегистрированных тестовых изображений – на рис. 3.

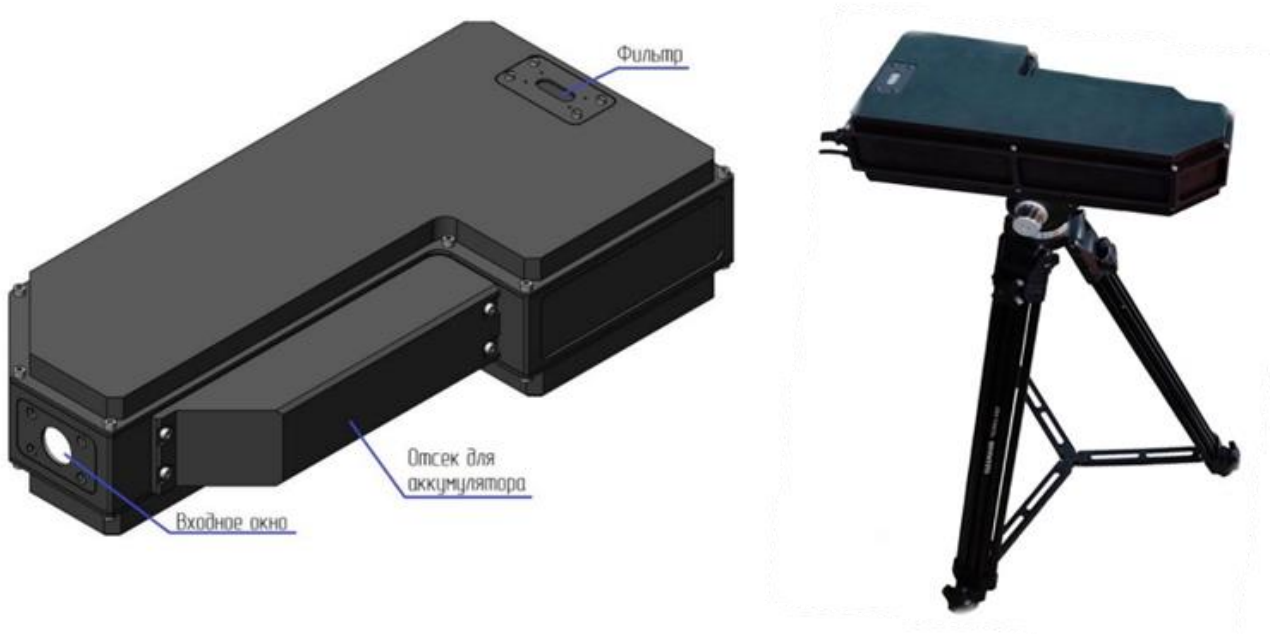


Рис. 2. Внешний вид прибора

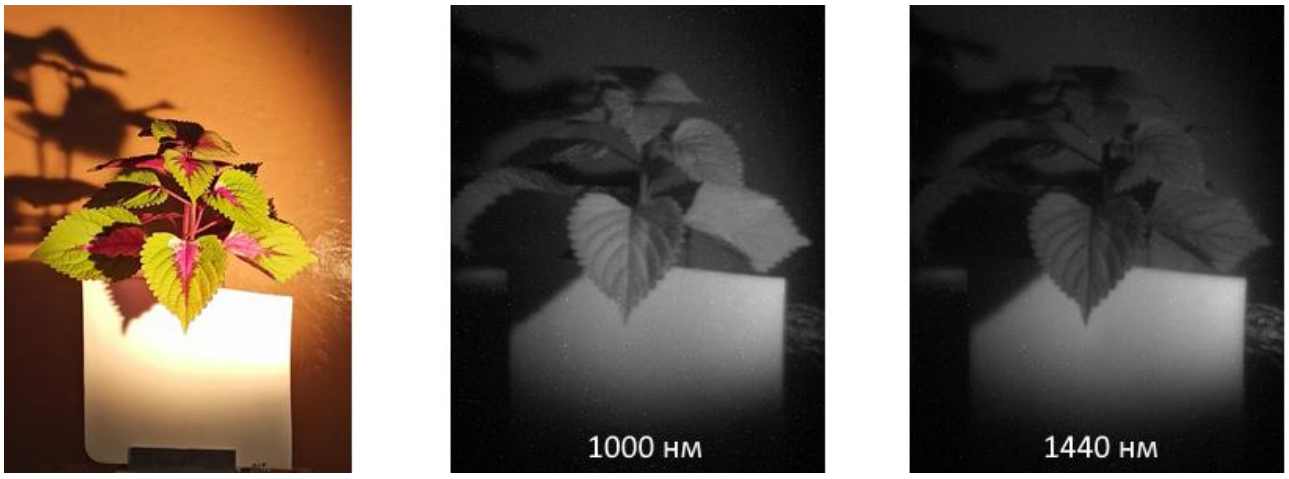


Рис. 3. Изображение тестового объекта, снятого на RGB камеру и примеры спектральных изображений тестового объекта на длинах волн 1000 и 1440 нм

Питание прибора осуществляется либо от сети 220 В, либо от встроенного аккумулятора. Таким образом, прибор может работать автономно на протяжении не менее 30 минут. Потребляемая мощность не превосходит 30 Вт.

Взаимодействие оператора с видеоспектрометром происходит через программное обеспечение, также разработанное в НТЦ УП РАН. Для корректного отображения и измерения спектральных характеристик объектов используется пространственно-спектральная калибровка, учитывающая основные факторы, влияющие на измерения, в частности: спектральную зависимость эффективности АО дифракции, аберрации и виньетирование оптической системы, чувствительность и шумы приемника излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный видеоспектрометр позволяет получать спектральные изображения объектов, расположенных на расстоянии более 1 м, в пределах углового поля 15° с пространственным разрешением 200×150 элементов. Полученные спектральные изображения (рис. 3) позволяют заключить, что разработанный видеоспектрометр позволяет получать спектральные изображения высокого качества, достаточного для проведения спектральных

измерений. Параметры оптической системы видеоспектрометра могут оптимизированы, например, для изменения поля зрения или дистанции съемки. Конструктивная реализация прибора также может быть модифицирована при необходимости.

Прибор может быть использован в различных приложениях, в частности, для сельского хозяйства, экомониторинга, в биомедицинских исследованиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010). Результаты получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chang C.-I.** Hyperspectral Data Exploitation: Theory and Applications. Wiley-Interscience, 2007. 440 p.
2. **Пустовойт В.И., Пожар В.Э., Отливанчик Е.А. и др.** Современные средства и методы акустооптической спектрометрии // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 8. С. 48-56.
3. **Мартынов Г.Н., Гапонов М.И., Фомин Д.С., Ременникова М.В.** Изображающий спектрометр на базе перестраиваемого акустооптического фильтра для полевой съемки // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Сборник трудов МНТК, 2019. С. 156-158.
4. **Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 10. С. 1272–1278.
5. **Мазур М.М., Судденок Ю.А., Шорин В.Н.** Двойной акустооптический монохроматор изображений с перестраиваемой шириной аппаратной функции // Письма в ЖТФ. 2014. В. 4. С. 56-62.
6. **Golovynskyi S. et al.** Optical windows for head tissues in near-infrared and short-wave infrared regions: Approaching transcranial light applications // J. Biophotonics. 2018. № 11. P. e201800141.
7. **Hennessy A., Clarke K., Lewis M.** Hyperspectral Classification of Plants: A Review of Waveband Selection Generalisability *// Remote Sens.* 2020. № *12*. P. 113.
8. **Batshev V. et al.** Polarizer-Free AOTF-Based SWIR Hyperspectral Imaging for Biomedical Applications // Sensors. 2020. № 20(16). P. 4439.
9. **Батшев В.И., Мачихин А.С., Пожар В.Э.** Определение аберрационных характеристик оптических систем, содержащих акустооптические дифракционные элементы // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 4. С. 72–79.
10. **Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // JOSA A. 2017. № 34(7). P. 1109-1113.
11. Центр коллективного пользования НТЦ УП РАН [https://ntcup.ru/ckp-i-unu/].

Balandin I.A.[1], Sharikova M.O.[1], Batshev V.I.[1], Varnavskaya D.V.[1], Kozlov A.B.[1,2]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: bia5310@yandex.ru
[2] Research Institute "Polyus" of M.F. Stelmakh, Russia, 117342, Moscow, Vvedenskogo st., 3, building 1

SWIR ACOUSTOO-OPTIC VIDEOSPECTROMETER BASED ON DOUBLE ACOUSTO-OPTIC FILTRATION

ABSTRACT

*An acousto-optic near-infrared video spectrometer (0.85-1.6 microns) has been developed and manufactured. The device uses an InGaAs sensor and implements double acousto-optic filtering in order to increase spatial and spectral resolution. Due to the use of an afocal optical system at the entrance, the angular field in the space of objects is 8x12 degrees. The device allows you to obtain spectral images of objects located at a distance of 1 m or more, and provides a spatial resolution of 200 * 150 solvable elements within the field of view. The spectral bandwidth is 12 nm (at a wavelength of 1.06 microns). The video spectrometer is designed for agricultural applications, but this class of devices is widely used in a variety of other tasks: in remote sensing, for biomedical diagnostics, in non-destructive testing of technical objects.*

ACOUSTOOPTICS, ACOUSTO-OPTIC VIDEOSPECTROMETER, DOUBLE ACOUSTO-OPTIC FILTERING, SWIR

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.179.16

Павлухин Е.А.[1], Кинжагулов И.Ю.[1], Костюхин А.С.[2]

[1] Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО», Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49, лит. А. E-mail: eapavlukhin@itmo.ru
[2] «НТЦ «Эталон», Россия, 197343, Санкт-Петербург, улица Матроса Железняка, д. 57А E-mail: noxx9999@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРА ГОЛОВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ЕЁ РАСПРОСТРАНЕНИИ В КЕРАМИЧЕСКОМ СЛОЕ УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

АННОТАЦИЯ

Углерод-углеродные композиционные материалы (УУКМ) и изделия на их основе имеют сложную внутреннюю структуру и обладают естественной анизотропией, что ограничивает спектр применяемых видов неразрушающего контроля (НК) для выявления в них внутренних дефектов. Было показано, что акустические методы (эхо, теневой) применимы для НК данных изделий. Сложная форма объекта контроля (ОК) дополнительно накладывает ограничения на способы реализации данных методов. В качестве источника информативных параметров рассматриваются ультразвуковые колебания, распространяющиеся в подповерхностном слое ОК, при их генерации-приеме пьезоэлектрическими преобразователями (ПЭП), подключёнными к дефектоскопу по раздельной схеме, расположенными с одной стороны ОК (излучатель-приемник). В качестве информативного параметра были выбраны спектральные характеристики прошедшей ультразвуковой головной волны, так как другие характеристики (скорость и амплитуда) оказались малоинформативны при проведении ультразвукового контроля ОК данной конфигурации. Данный параметр является интегральным показателям добротности материала ОК и существенно зависит от наличия в контролируемом изделии поперечных трещин и зон структурных неоднородностей. Наличие поперечных трещин и зон структурных неоднородностей на пути распространения ультразвуковой волны приводит к значительному искажению спектра прошедшей волны. Критерием дефектности является смещение максимума центральной частоты спектра прошедшей волны на участке с несплошностью, а также падение амплитуды основных частотных компонент сигнала, по сравнению со значениями данных параметров на бездефектном участке. По результатам, полученным в результате ультразвукового контроля видно, что сигнал прошедшей волны на дефектных участках значительно искажается в спектральной области, также отмечено, что амплитуда сигналов, а также их частотный состав отличаются в зависимости от направления прозвучивания, что предположительно, связано со значительной анизотропией акустических свойств образца.

НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ, УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КОНТРОЛЬ, КОМПОЗИЦИОНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

ВВЕДЕНИЕ

На сегодня углерод-углеродные композиционные материалы являются одними из наиболее перспективных и бурно развивающихся материалов, применяемых в авиа- и ракетостроении. Данные материалы получили свое распространение благодаря уникальности свойств: низкая плотность, высокая электро- и теплопроводность, а также увеличение прочности при повышении температуры. Низкая жаростойкость ограничивает их применение при сверхвысоких температурах в контакте с кислородосодержащими средами. УУКМ представляют собой углеродную матрицу, содержащую переменное количество высокопрочных и высокомодульных волокнистых наполнителей. Основной целью технологии создания защитного керамического слоя (ЗКС) на изделиях из УУКМ является изоляция углерод-углерода от окислительной среды.

На качество конструкций из УУКМ влияет множество факторов, в том числе параметры технологического процесса и технический уровень оборудования изготовления материалов и конструкций. Одним из важнейших моментов в процессе создания изделий является формирование армирующих компонентов, матрицы и их структурных связей. Эффективность работы системы структурных связей зависит от однородности (неоднородности) строения материала. Требуемые механические и теплофизические свойства обеспечиваются однородностью (сплошностью) структуры, изменение которой отражается на свойствах материала в целом [1, 2]. В случае нарушения сплошности может произойти неравномерное (непредвиденное) распределение механических и тепловых полей, которое поставит под угрозу работоспособность всей конструкции, поэтому разработка методики контроля качества изделий из УУКМ является важной задачей, требующей практического решения.

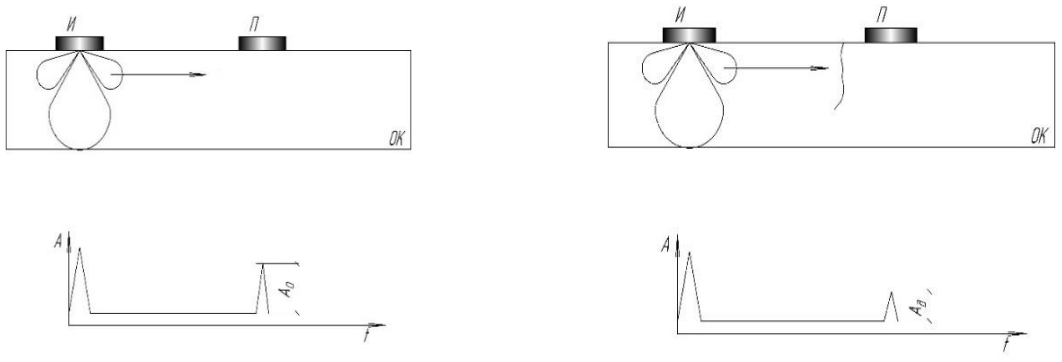
ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Для проведения НК изделий из УУКМ был выбран теневой метод. Выбор данного метода объясняется сложной анизотропной структурой УУКМ, высоким коэффициентом затухания ультразвуковых волн в материале, а также возможностью реализации метода посредством сухого акустического контакта между эластичным протектором ПЭП и поверхностью ОК [3, 4]. Для образца контроля была проведена компьютерная томография, по результатам которой были сделаны следующие выводы:

– структура образца по сечению состоит из трех слоев – защитного керамического слоя в верхней и нижней части образца и среднего слоя из углерод-углеродного композита.

– толщина ЗКС достаточно большая, порядка (2 – 2,8 мм).

В качестве информативного параметра были выбраны спектральные характеристики прошедшей ультразвуковой головной волны, так как другие характеристики (скорость и спектральные показатели) оказались малоинформативны при проведении УЗК [5]. Физическая сущность теневого метода контроля показана на рисунке 1.



а) б)

Рис. 1. Схема ультразвукового контроля (УЗК) и амплитуды, прошедшей УЗ волны:
а) ОК без трещины; б) ОК с трещиной

Согласно предложенной схемы для осуществления УЗ контроля необходимо применение двух датчиков, расположенных на некотором базовом расстоянии. Учитывая геометрию ОК оси датчиков, должны быть наклонены на некоторый градус относительно нормали. Угол наклона и расстояние между датчиками подбирались опытным путем. Для этого была разработана и изготовлена специализированная оснастка, которая позволяет менять значение угла наклона датчика, а также изменять значение базового расстояния (рисунок 2).

Рис. 2. Общий вид технологической оснастки для подбора основных параметров теневого метода УЗ контроля

Для выполнения контроля использовались: ультразвуковой дефектоскоп типа «СПКП», преобразователи типа П-111-0,6 (номинальная частота 0,6 МГц) с металлическими волноводами (рисунок 3). Волноводы предназначены для концентрации энергии УЗ волны в точке ввода колебаний. Диаметр пьезопластины ПЭП – 14 мм; настроечный образец с искусственным дефектами.

Рис.3. Ультразвуковые преобразователи типа П111-0,6 с металлическими волноводами

При проведении УЗК с использованием дефектоскопа СПКП на мониторе отображается недетектированный сигнал (радиосигнал) прошедшей ультразвуковой волны и его спектр. Фиксация амплитуды сигнала проводится по первым двум пакетам пришедшего радиосигнала, регистрация спектральных характеристик производится при помощи

специального программного обеспечения в зоне строба. Настройки ширины (длительности) строба для получения спектра сигнала выбирались таким образом, чтобы в зону строба попадали как минимум первые три пакета радиосигнала. При помощи дефектоскопа СПКП на настроечном образце были получены радиосигналы и их спектры на участке НО с искусственным дефектом (пропилом) и бездефектном участке НО (рисунки 4-5).

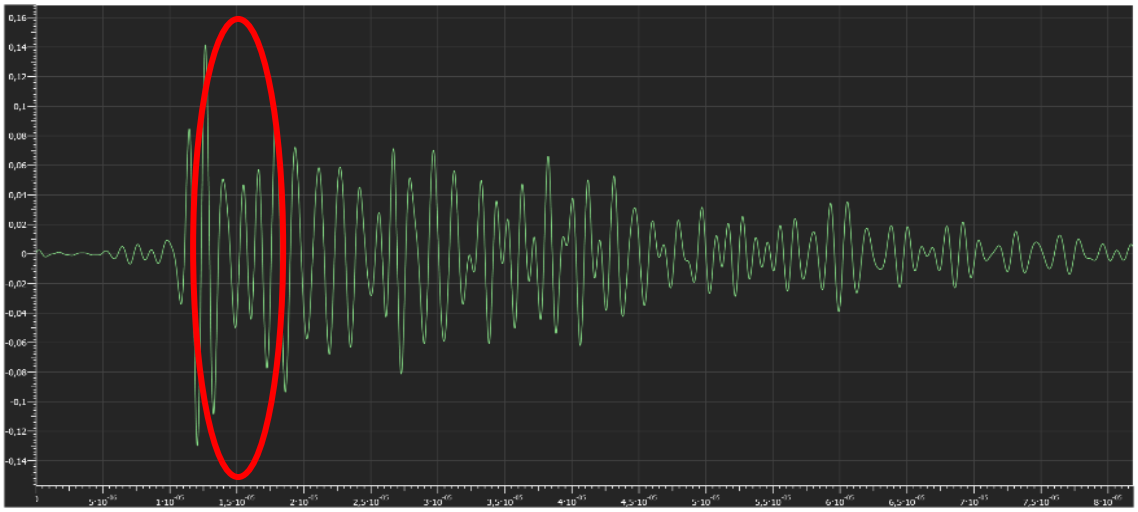


Рис.4. Радиосигнал на бездефектном НО

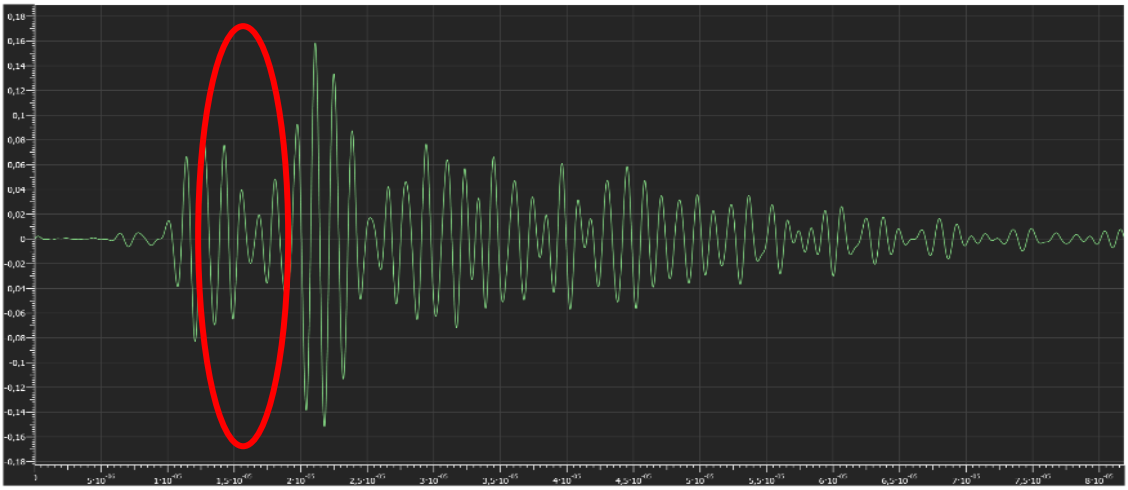


Рис.5. Радиосигнал на трещине НО

Как видно из представленных выше результатов УЗК на НО, амплитуда радиосигнала прошедшей волны на пропилах значительно (падение амплитуды сигнала порядка 5-6 дБ) ослабевает. При этом, ослабление радиосигнала заметно на первых двух его «пакетах». Отмечено, что амплитуда радиосигналов, а также их частотный состав отличаются в зависимости от направления прозвучивания, что предположительно, связано со значительной анизотропией акустических свойств образца. Необходимо отметить, что акустические свойства, НО не должны существенно отличаться от свойств контролируемого изделия с учетом присущей УУКМ анизотропии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ методов и средств ультразвукового контроля, в части их применимости для выявления дефектов в изделиях из УУКМ. Для повышения вероятности обнаружения дефектов в УУКМ, принято решение использовать теневой метод. По результатам, полученным в результате ультразвукового контроля видно, что сигнал прошедшей волны на

дефектных участках значительно искажается в спектральной области, что подтверждает возможность выявления дефектов в изделиях из УУКМ при помощи УЗК. Была доказана возможность применения волноводов для проведения УЗК УУКМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гуняев Г.М.** Углерод-углеродные композиционные материалы / Г.М. Гуняев, М.Я. Гофин. // Авиационные материалы и технологии, 2013. № 51. С. 62-90.
2. **Андреев И.Д**. Методы неразрушающего контроля изделий из полимерных композиционных материалов / И.Д. Андреев, И.С. Лобанова. Актуальные проблемы авиации и космонавтики. 2016. Т. 1. С. 295-296.
3. **Мурашов В.В**. Неразрушающий контроль заготовок и деталей из углерод-углеродного композиционного материала для многоразового космического корабля «Буран» /Авиационные материалы и технологии. 2013, № 51. С. 152-157.
4. **Вашуков Ю.А.** Технология ракетных и аэрокосмических конструкций из композитных материалов. Самара, 2012. 185 с.
5. **Павлухин Е.А.** Разработка методики ультразвукового контроля заготовок из углерод-углеродных композиционных материалов. Технические средства систем управления и связи. Материалы Международного научного форума. Материалы VI Международной конференции. Материалы 15-й Международной конференции 2022. С. 212-213.

Pavlukhin E.A.[1], Kinzhagulov I.Y.[1], Kostyukhin A.S.[2]

[1] *National Research University ITMO, Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49 lit. A*

[2]*STC "Etalon", Russia, 197343, St. Petersburg, Matros Zheleznyak street, 57A*

INVESTIGATION OF THE PARAMETERS OF THE SPECTRUM OF THE HEAD ULTRASONIC WAVE DURING ITS PROPAGATION IN A CERAMIC LAYER OF A CARBON COMPOSITE MATERIAL

ABSTRACT

Carbon-carbon composite materials (CCCM) and products based on them have a complex internal structure and have a natural anisotropy, which limits the range of non-destructive testing (ND) used to detect internal defects in them. It was shown that acoustic methods (echo, shadow) are applicable for the NDT of these products. The complex form of the object of control (OC) additionally imposes restrictions on the ways of implementing these methods. As a source of informative parameters, ultrasonic vibrations propagating in the subsurface layer of the OC are considered, when they are generated-received by piezoelectric transducers (PTs) connected to the flaw detector in a separate circuit, located on one side of the OC (emitter-receiver). The spectral characteristics of the transmitted ultrasonic head wave were chosen as an informative parameter, since other characteristics (velocity and amplitude) turned out to be uninformative when performing ultrasonic testing of an OC of this configuration. This parameter is an integral indicator of the quality factor of the OC material and significantly depends on the presence of transverse cracks and zones of structural inhomogeneities in the controlled product. The presence of transverse cracks and zones of structural inhomogeneities in the path of propagation of an ultrasonic wave leads to a significant distortion of the spectrum of the transmitted wave. The criterion for defectiveness is the shift of the maximum of the central frequency of the spectrum of the transmitted wave in the section with discontinuity, as well as the drop in the amplitude of the main frequency components of the signal, compared with the values of these parameters in the defect-free section. According to the results obtained as a result of ultrasonic testing, it can be seen that the signal of the transmitted wave in defective areas is significantly distorted in the spectral region, it is also noted that the amplitude of the signals, as well as their frequency composition, differ depending on the direction of sounding, which is presumably due to a significant anisotropy of the acoustic sample properties.

NON-DESTRUCTIVE TESTING, ULTRASONIC TESTING, COMPOSITE MATERIALS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.67

Беляева А.С.[1,2,3], Романова Г.Э.[2], Шарикова М.О.[1]

[1]*Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: belyaeva.as@ntcup.ru*
[2]*Университет ИТМО, Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49*
[3]*Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Россия, 190000, Санкт-Петербург, Большая морская ул., 67*

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЦВЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

АННОТАЦИЯ

Устройство на основе акустооптического фильтра, работающего с широкополосным источником излучения, позволяет обеспечить выделение от 1 до 4 узких спектральных линий, а также управлять их интенсивностью, что позволяет использовать его в задачах, требующих воспроизведения цвета. В прикладных задачах в этой области, кроме принципиальной возможности воспроизведения цвета, необходима информация и о точности получения заданных цветовых координат. При этом точность воспроизведения цвета в системе на базе акустооптического фильтра в первую очередь зависит от особенностей его работы. Для оценки достижимой точности воспроизведения цвета необходимо оценить стабильность спектрального состава во времени и точность получения координат цвета, а также влияние погрешности установки интенсивности спектральных линий. В работе рассматриваются возможности воспроизведения различных цветов, а также анализируется точность воспроизведения цвета с помощью источника, построенного на базе акустооптического фильтра.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ИСТОЧНИК, ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЦВЕТА

ВВЕДЕНИЕ

Точное воспроизведение цвета востребовано во многих теоретических и прикладных научных областях. К основным сферам применения приборов, воспроизводящих цвета, можно отнести колориметрию, полиграфию, психофизиологию и др. В настоящее время в качестве физического эталона цвета служат цветовые атласы [1]. Такие эталоны представляют собой смесевые или триадные (CMY) краски с известными цветовыми характеристиками. Однако, данный способ реализует недостаточно широкие возможности воспроизведения цвета, а применение дополнительных красок, как правило, обеспечивает незначительное увеличение цветового охвата (рис. 1, SWOP CMYK). Кроме того, главными недостатками такого воспроизведения цвета является непрерывное изменение спектральных характеристик краски под влиянием внешних факторов [2].

Другим способом воспроизведения является смешение излучения трех цветных светодиодов (RGB) или RGB лазера (рис. 1). Такой способ смешения применяется в LED дисплеях и осветительных системах, например, для осветительной системы микроскопа с возможностью управления цветовой температурой спектрального состава источника [3]. В этом случае приближение спектральных линий компонентов источника к монохроматическому излучению способствует увеличению цветового охвата, поэтому наибольший цветовой охват обеспечивает RGB лазер (рис. 1).

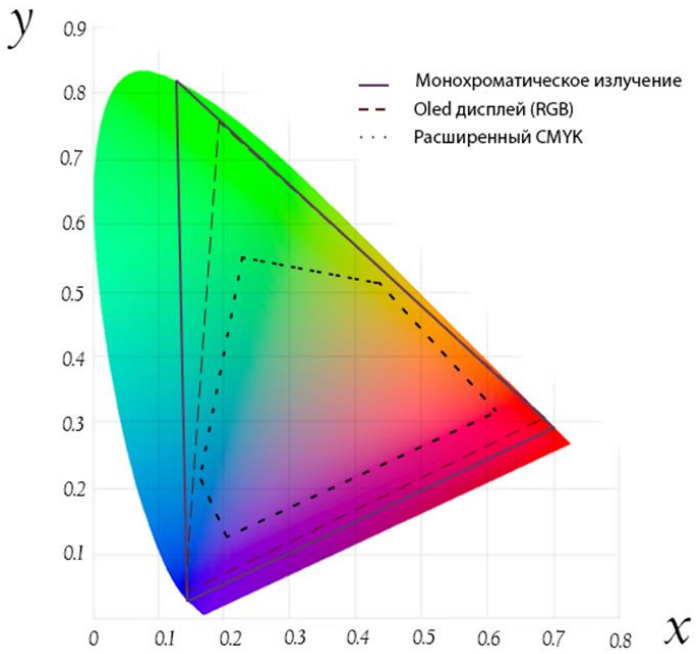


Рис. 1. Цветовой охват для разны способов воспроизведения цвета, вписанных в цветовое пространство CIE xy

Однако использование такого типа излучения не всегда возможно для некоторых задач (например, в случае исследования цветовосприятия и цветового зрения [4]). Помимо этого, увеличение количества спектральных компонентов в лазере, требуемое для обеспечения возможности воспроизведения цвета в большем диапазоне, существенно влияет на его габариты и стоимость.

Таким образом, главным недостатком существующих способов воспроизведения цвета является небольшой цветовой охват из-за малого количества спектральных компонентов, а также из-за ширины спектральной линии этих компонентов.

Воспроизведение цвета во всем цветовом пространстве xyz со спектральными компонентами, близкими к монохроматическим (чистым) цветам, может обеспечить устройство на базе акустооптического фильтра (АОФ) [5-7]. При использовании АОФ возможно выделить узкую спектральную линию (порядка 1-3 нм). Таким образом, основными достоинствами управления АОФ является:

- отсутствие подвижных элементов в системе;
- цифровой способ управления спектральными характеристиками источника и координатами воспроизводимых цветов;
- регулировка спектральных компонентов цветового пространства с точностью до 1 нм;
- отсутствие необходимости калибровки АОФ при эксплуатации.

В случае использования АОФ в устройствах для воспроизведения цвета необходимо обеспечить выделение несколько спектральных линий. Такая возможность была показана в работе [5], что позволяет воспроизводить цвет, находящийся на отрезке между координатами выделенных спектральных линий. При мультичастотной дифракции также возможна аттенюация интенсивности спектральных линий [8] и управление шириной спектральных

компонентов [9]. Таким образом, применение АОФ с частотной модуляцией сигнала в схеме с широкополосным излучением источника позволяет изменять длину волны опорных цветов в xyz цветовом пространстве. То есть, независимое управление спектральными компонентами в этом случае дает возможность не только воспроизводить цвет с высокой точностью и скоростью, но и управлять цветовым охватом и за счет перестройки базовых спектральных компонентов, а изменение ширины спектральной линии позволяет управлять чистотой цвета.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

В исследовании используется широкоапертурное акустооптическое взаимодействие с углом среза кристалла 7 градусов. При разработке оптической системы источника на базе АОФ основными критериями, определяющими качество ее работы, являются величина светового потока на выходе из системы, равномерность распределения энергии в пучке, в том числе по цвету. В данном случае рассматривается система, обеспечивающая воспроизведение цвета в видимом диапазоне 450–780 нм, который определяется как АОФ, так и спектральным диапазоном источника. Оптическая схема установки приведена на рис. 2.

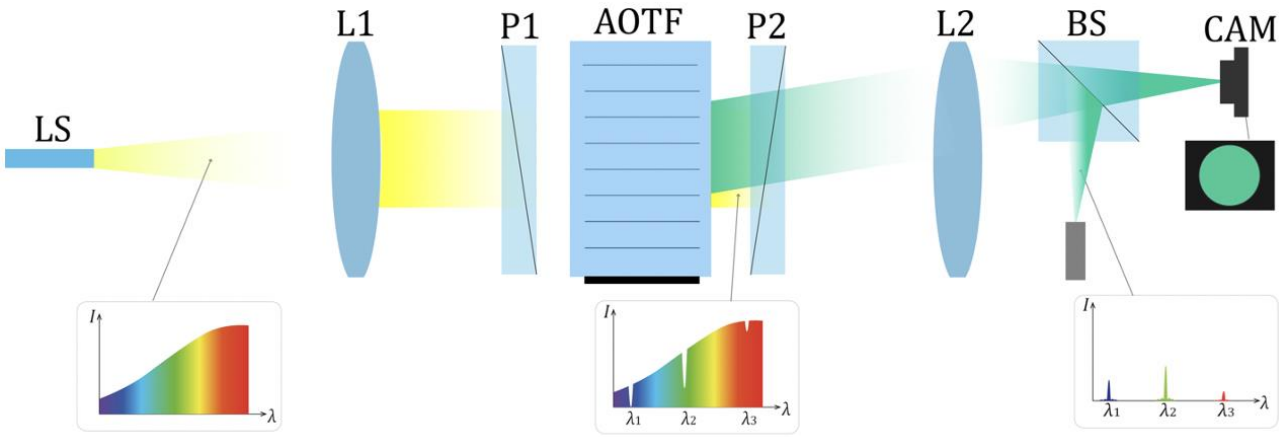


Рис. 2. Схема перестраиваемого источника

Широкополосное некогерентное излучение LS коллимируется линзой L1 и попадает на поляризатор P1. В акустооптическом фильтре AOTF дифрагирует и разделяется на два пучка, соответствующих 1 и 0 порядкам дифракции. Поляризатор P2 выделяет пучок, соответствующий 1 порядку, от 0 порядка. Линза L2 фокусирует пучок 0 порядка дифракции и направляет в светоделительный кубик BS, разделяющий 1 порядок дифракции на 2 равноинтенсивных пучка, один из которых регистрируется цветной камерой CAM, другой – спектрометром.

За счет возможности управления длиной волны выделяемых спектральных компонент мультичастотная акустооптическая фильтрация позволяет управлять цветовым пространством. В случае, если координаты некоторого цвета не лежат внутри площади, формируемой базовыми спектральными линиями (например, RGB), изменив длину для одной из базовых спектральных линий, можно изменить цветовой охват так, чтобы координаты данного цвета лежали в области доступных для воспроизведения цветов (рис. 3). Таким образом цвет 2 можно воспроизвести длинами волн 460; 540; 650 нм, а цвет 4 – длинами волн 460; 520; 650 нм, остальные цвета можно воспроизвести обоими цветовыми пространствами, но с разной точностью.

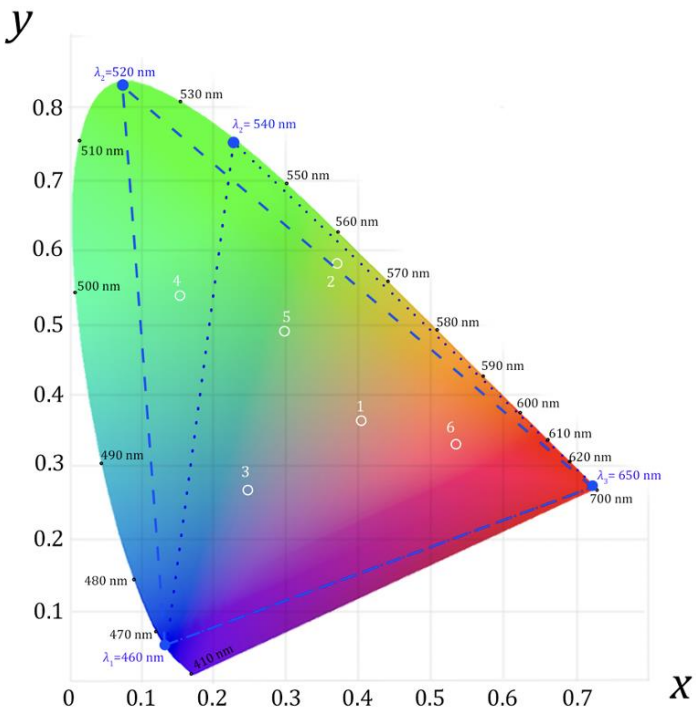


Рис. 3. Цветовой охват в зависимости от базовых компонентов

Для обеспечения точности воспроизведения цвета необходимо учитывать спектральный состав источника и параметры акустооптического взаимодействия, такие как: перестроечная кривая, спектры пропускания, зависимость мощности излучения от амплитуды, подаваемой на АОФ. Эти параметры позволяют выбрать базовые спектральные линии, формирующие цветовой охват, и определить их интенсивности по методу центра тяжести с учетом спектрального состава источника [9]. В ходе эксперимента для выставления базовых компонентов выделяемых АОФ и определения спектрального состава воспроизведенного цвета для определения его координат цвета был использован спектрометр Ocean Optics Flame UV-VIS-NIR, для которого, согласно паспортным данным, погрешность при измерении спектрального состава составляет ±1,5 нм. Это позволяет оценить точность определения координат цвета по спектральному составу в пределах ±0,005 и ±0,003 для Δx, Δy.

На погрешность при воспроизведении цвета могут повлиять два фактора: стабильность спектрального состава источника и мультичастотная акустооптическая модуляция. В эксперименте использовалась лабораторная галогенная лампа, со стабильным во времени спектральным составом, изменения по интенсивности спектра влияют только на яркость цвета (координату z).

Результаты оценки точности воспроизведения цвета представлены в таблице 1. В результате эксперимента были получены теоретические и экспериментальные данные воспроизводимых цветов: координаты цвета x, y, z; базовые спектральные компоненты (λ) и отклонение координат цвета в эксперименте от расчетных значений для нескольких цветов.

В ходе эксперимента было обнаружено, что основную погрешность при воспроизведении цвета вносит мультичестотный драйвер: при малых амплитудах, подаваемых на драйвер, наблюдались значительные колебания в интенсивностях, кроме того, управление интенсивностью имеет нелинейный характер, из этого можно сделать вывод, что при воспроизведении темного цвета, изменение яркости цвета следует осуществлять в первую очередь регулировкой мощности источника.

Если отклонение координат воспроизведенного цвета имеет большое значение (таблица 1, №2), возможно выбрать такие базовые компоненты (λ), которые будут обеспечивать меньшее отклонение воспроизведенного цвета от заданного (Δx, Δy, Δz).

Табл. 1. Оценка погрешности воспроизведения цвета

№	Расч. Эксп.	x	y	z	λ_1 (нм)	λ_2 (нм)	λ_3 (нм)	Δx	Δy	Δz
1	Расч.	0,3439	0,4346	0,2215	480	520	620	-0,0014	0,0021	-0,0005
	Эксп.	0,3425	0,4367	0,2208						
2	Расч.	0,2070	0,2652	0,5278	470	520	620	-0,0253	0,0224	0,0029
	Эксп.	0,1817	0,2876	0,5307						
	Расч.	0,2070	0,2652	0,5278	460	515	635	-0,0036	0,0019	0,0017
	Эксп.	0,2034	0,2671	0,5295						
3	Расч.	0,4764	0,4426	0,0810	480	520	620	0,0027	0,0026	-0,0053
	Эксп.	0.4791	0,4452	0,0756						
4	Расч.	0,3748	0,4926	0,1327	480	520	620	-0,0041	0,0050	0,0549
	Эксп.	0,3707	0,4978	0,1314						
5	Расч.	0,3176	0,3360	0,3463	480	520	620	-0,0049	-0,0048	0,0107
	Эксп.	0,3112	0,3308	0,3570						

Согласно ГОСТ 8.205-2014 полученные погрешности при воспроизведении цвета можно отнести к рабочему эталону цвета, погрешность координат цвета которого для самосветящихся объектов составляют: 0,002-0,005 для Δx, Δy.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы свойства перестраиваемого источника на базе мультичастотного акустооптического фильтра. Рассмотренные особенности фильтрации излучения позволяют использовать такой источник во многих прикладных и научных областях, таких как колориметрия, биомедицина, спектральный анализ и др. Применение АОФ с частотной модуляцией сигнала обеспечивает управление цветовым охватом и интенсивностями спектральных компонентов источника, что позволяет регулировать цветовой охват и воспроизводить цвет с высокой точностью. Также проанализирована погрешность воспроизведения цвета. Поскольку в экспериментальной установке применялся галогенный источник с постоянным спектром, то можно сделать вывод что наибольший вклад в погрешность вносить драйвер АОФ. Согласно анализу, полученных данных, точность воспроизведения соответствует погрешности для рабочего эталона цвета.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hardy L. G. H., Rand G., Rittler M. C**. Tests for the detection and analysis of color-blindness // JOSA. 1945. № 35. P. 268-275.
2. **Bates I., Džimbeg-Malčić V., Itrić K.** Optical deterioration of samples printed with basic Pantone inks // Acta graphica: znanstveni časopis za tiskarstvo i grafičke komunikacije. 2012. № 23. P. 79-90.
3. **Натаровский С.Н.** Методы проектирования современных оптических систем // Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. С. 176.
4. **Халимов Ю. Ш. и др.** Профессиональные заболевания, вызванные воздействием лазерного излучения // Вестник Российской военно-медицинской академии. 2019. №. 2. С. 209-214.
5. **Machikhin A. S. et al.** Acousto-optical tunable filter for a swept light source with variable transmission function // Optical Design and Testing VIII. SPIE. 2018. № 10815. P. 129-134.

6. **Park B. et al.** AOTF hyperspectral microscopic imaging for foodborne pathogenic bacteria detection // Sensing for Agriculture and Food Quality and Safety III. SPIE. 2011. № 8027. P. 40-50.
7. **Шаповалов В. В. и др.** Источник света с произвольно регулируемым спектральным составом для биомедицинских спектральных анализаторов // Биомедицинская радиоэлектроника. 2009. №. 11. С. 16-20.
8. **Мачихин А. С. и др.** Аттенюация интенсивностей спектральных компонент многоволновой импульсной лазерной системы за счет брэгговской дифракции излучения на нескольких акустических волнах // Квантовая электроника. 2022. Т. 52. №. 5. С. 454-458.
9. **Гуревич М. М.** Цвет и его измерение. М.; Ленинград: Издательство АН СССР, 1950. 268 с.

Beliaeva A.S.[1,2,3], Romanova G.E.[2], Sharikova M.O.[1]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: belyaeva.as@ntcup.ru
[2] ITMO University, Russia, 197101, Saint-Petersburg, Kronverksky pr., 49
[3] Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, Russia, 190000, Saint-Petersburg, Bolshaya Morskaya st., 67

COLOUR REPRODUCTION BY ACOUSTO-OPTIC TUNABLE FILTER

ABSTRACT

A device based on an acousto-optic tunable filter operating with a broadband radiation source makes it possible to select from 1 to 4 narrow spectral lines, as well as to control their intensity, which makes it possible to use it in tasks requiring color reproduction. In applied problems in this area, in addition to the fundamental possibility of color reproduction, information is also needed on the accuracy of obtaining the specified color coordinates. In this case, the accuracy of color reproduction in a system based on an acousto-optic tunable filter primarily depends on the features of its operation. To assess the achievable accuracy of color reproduction, it is necessary to evaluate the stability of the spectral composition over time and the accuracy of obtaining color coordinates, as well as the influence of the error in setting the intensity of spectral lines. The paper considers the possibilities of reproducing various colors and analyzes the accuracy of color reproduction using a source built based on an acousto-optic tunable filter.

ACOUSTO-OPTIC TUNABLE FILTER, TUNABLE SOURCE, COLOUR REPRODACTION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.015; 535.317

Белый В.Н, Курилкина С.Н., Хило Н.А., Ропот П.И.

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Беларусь,
220072, Минск, пр. Независимости, 68-2, E-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

ФОРМИРОВАНИЕ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С СУБВОЛНОВЫМ ДИАМЕТРОМ ОСЕВОГО МАКСИМУМА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОЛИТОГРАФИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

АННОТАЦИЯ

Предмет исследования – схемные решения для формирования векторных бесселевых световых пучков (БСП) с субволновым диаметром осевого максимума. Цель работы: разработка оптической схемы формирования БСП с большой числовой апертурой на основе использования комбинации рефрактивных и отражательных конических оптических элементов. Основные результаты: предложена оптическая схема, позволяющая формировать векторные бесселевы пучки нулевого и высших порядков с большой числовой апертурой и высоким отношением длины области бездифракционности к диаметру осевого максимума БСП, что достигается за счёт включения в оптическую схему отражательных конических элементов. Практическая значимость: Показана перспективность применения предложенной схемы в микроскопии и нелинейной фотолитографии полупроводниковых материалов.

БЕССЕЛЕВЫ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ, АКСИКОН, ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ ОПТИКА, ВЕКТОРНЫЕ ПУЧКИ, ПОЛЯРИЗАЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время бесселевы световые пучки (БСП) находят различные применения в лазерных технологиях, биологии и медицине, для манипуляции микрочастицами (см. обзоры [1]). Чаще всего БСП получают с помощью недорогих и широкодоступных рефрактивных аксиконов, формирующих интерференционное поле с поперечным распределением амплитуды вида $a(r) \sim J_m(NA \cdot k_0 r)$. Здесь m – порядок бесселевой функции, k_0 – волновое число, $NA = n \sin\gamma$ – числовая апертура, γ – угол конуса БСП, n –показатель преломления. Ширина осевого максимума (минимума) БСП нулевого (высшего) порядка обратно пропорциональна числовой апертуре. Использование рефрактивного аксикона не позволяет достичь больших значений *NA*, поскольку реализуемые в этом случае γ не более нескольких градусов. Вместе с тем, такие БСП перспективны для оптической микроскопии, а также при создании интегральных устройств, совмещающих фотонные и электронные компоненты в полупроводниковых материалах (кремнии) [2, 3].

В настоящей работе для формирования БСП с большой числовой апертурой предлагается применять схемы на основе отражательных конических оптических элементов,

что позволит при достаточно большом рабочем отрезке увеличить *NA* до величин, значительно превосходящих таковые для схем на основе рефрактивных аксиконов и SLM.

1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ФОРМИРОВАТЕЛЕЙ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С БОЛЬШОЙ ЧИСЛОВОЙ АПЕРТУРОЙ

Оптическая схема формирования БСП с большой величиной *NA* на основе комбинации рефрактивных и отражательных конических элементов представлена на рис. 1. Для уменьшения деструктивного влияния вершины аксикона 4 в оптическую схему введен коллиматор 2, за которым располагается фокусирующая линза 3 с небольшой числовой апертурой (порядка 0,1) и фокусным расстоянием, приблизительно равным оптической длине пути световых лучей на участке «линза – тестируемая пластина». Для достижения высокой числовой апертуры формирователя гауссов пучок вначале преобразуется в трубчатое поле, для чего предназначены два преломляющих аксикона 4 на рис. 1. Расстояние между ними $L = D/\mathrm{tg}\gamma$, где D – диаметр падающего гауссова пучка. Трубчатое поле за вторым аксиконом трансформируется в конический расходящийся пучок отражательным аксиконом 5.

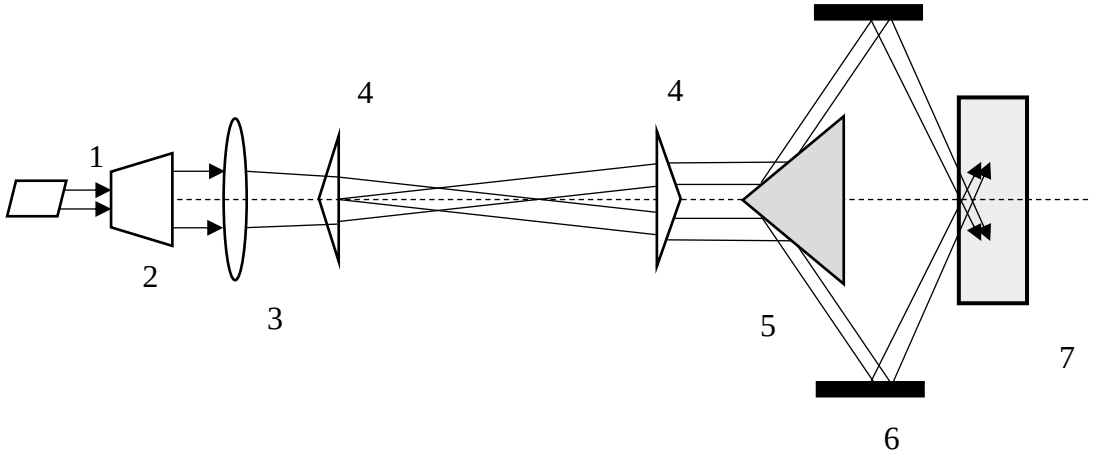


Рис. 1. Оптическая схема формирователя бесселевых световых пучков с субволновым диаметром осевого максимума: 1 – лазер; 2 – коллиматор; 3 – линза; 4 – рефрактивный аксикон; 5 – отражательный аксикон; 6 – коническое зеркало; 7 – тестируемая поверхность

На последнем этапе расходящийся конический пучок преобразуется цилиндрическим зеркалом с отражающей внутренней поверхностью в сходящийся конический пучок. На поверхности пластины, или, при необходимости, внутри неё сходящийся конический пучок трансформируется в бесселев пучок.

2. ВЕКТОРНЫЕ БЕССЕЛЕВЫ СВЕТОВЫЕ ПУЧКИ TH- И TE- ПОЛЯРИЗАЦИИ И ИХ СУПЕРПОЗИЦИИ

Выражения для векторных БСП могут быть получены путем строгого решения уравнений Максвелла (см., например, [4]). Рассмотрим случай векторных TH- и TE-поляризованных БСП и (±) мод - их суперпозиции вида:

$$\vec{E}_{\pm} = \frac{1}{2}\left(\vec{E}^{TE} \pm \frac{k_0 n}{k_z} \vec{E}^{TH} \right). \qquad (1)$$

Здесь k_z – продольное волновое число. Для интенсивностей векторных TE, TH и (±) мод при $m = 0$ получаем:

$$I^{TE}(r) = J_1^2(qr),\ I^{TH}(r) = \left(\frac{k_z}{k_0 n}\right)^2 J_1^2(qr) + \left(\frac{q}{k_0 n}\right)^2 J_0^2(qr),\ I_{\pm}(r) = \frac{1}{2} J_1^2(qr) + \left(\frac{q}{k_z}\right)^2 J_0^2(qr). \quad (2)$$

Из (2) видно, что для ТЕ-поляризованного пучка поперечный профиль интенсивности определяется только функцией Бесселя 1-го порядка. В то же время, для ТН- поляризованного БСП и бесселевых пучков (±) типа профиль интенсивности определяется бесселевыми функциями первого и нулевого порядка. Это открывает возможность управления поперечным распределением поля за счет варьирования угла конуса.

3. ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ВЕКТОРНЫХ БСП И ФОРМИРУЕМЫХ МИКРОСТРУКТУР

Воздействие БСП на полупроводник обусловливает изменение его показателя преломления $\Delta n(r)$, вызванное двухфотонным поглощением, вероятность которого пропорциональна квадрату интенсивности возбуждающего светового пучка [2, 3]. Расчёт с использованием (2) показывает (см. рис. 2), что использование векторных бесселевых световых пучков нулевого порядка позволяет реализовать два типа трёхмерных микроструктур в кремнии: трубчатые и цилиндрические. Первые реализуются в процессе нелинейной фотолитографии с участием БСП первого порядка, вторые при участии БСП нулевого порядка. Разрешающая способность, как и тип формируемой структуры (трубчатая или цилиндрическая), регулируется изменением угла конуса БСП γ.

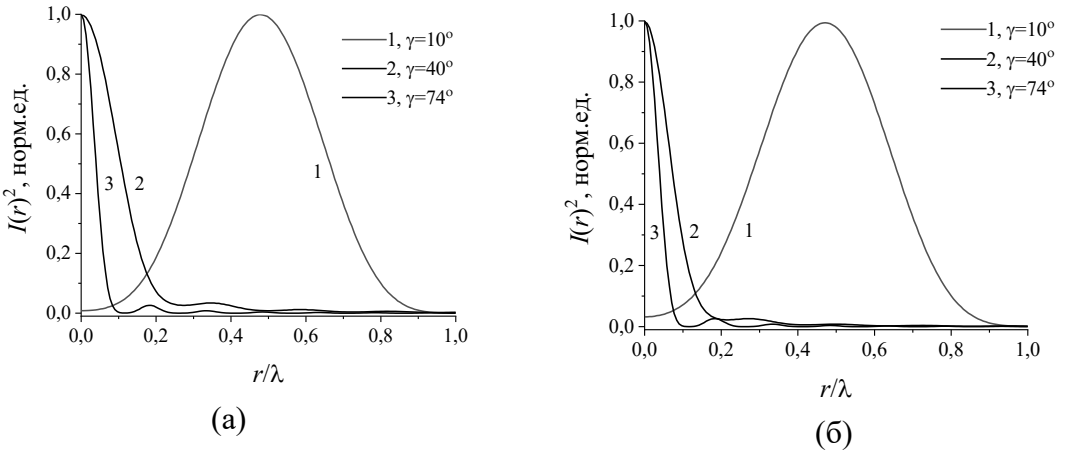


Рис. 2. Нормированный поперечный профиль квадрата интенсивности (пропорциональный изменению показателя преломления $\Delta n(r)$, фотоиндуцированного в кремнии) ТН- поляризованного бесселева пучка (а) и (±) моды (б), описываемых формулами (2)

Как видно из рис. 2, полуширина осевого максимума (минимума) имеет субволновую величину. Например, из рис. 2 следует, что для угла конуса, равного углу Брюстера для кремния ($\gamma = 74^o$), полуширина осевого максимума по уровню $1/e^2$ равна 0,065λ. Величина отношения максимума зависимости к его ширине (aspect ratio формируемых в кремнии структур) для БСП с длиной области бездифракционности 50 мкм будет равна ≈ 250.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена и исследована оптическая схема формирователя векторных бесселевых световых пучков с большой числовой апертурой на основе использования комбинации рефрактивных и отражательных конических оптических элементов. Показано, что

особенностью данных пучков, наряду с большой числовой апертурой, является субволновой диаметр осевого максимума и высокое отношение длины области бездифракционности к диаметру основного максимума БСП. Установлено, что использование векторных БСП позволяет реализовать два типа трёхмерных микроструктур в кремнии: трубчатые и цилиндрические.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Durnin J., Miceli J. J. Jr., Eberly J. H.** Diffraction free beams // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1499-1501.
2. **Tokel O., Turnali A., Makey G., Elahi P., Colakoglu T., Ergecen E., Yavuz O., Hubner R., Borra M. Z., Bek A., Turan R., Kesim D. K., Tozburun S., Ilday S., Ilday F. Ö.** In-chip microstructures and photonic devices fabricated by nonlinear laser lithography deep inside Silicon // Nat. Phot. 2017. Vol. 11. P. 639-645.
3. **Turnali A., Ishraq A., Makey G., Tokel O.** Spatial-Control of Laser-Written in-Chip Si Structures with Bessel Beams // 23-27 June 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). 2019. DOI: 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8873401.
4. **Belyi V.N., Khilo N.A., Kazak N.S., Ryzhevich A.A., Forbes A.** Propagation of high-order circularly-polarized Bessel Beams and vortex generation in uniaxial crystals // Opt. Eng. 2011. Vol. 50. P. 059001.

Belyi V.N., Kurilkina S.N, Khilo N.A., Ropot P.I.

B.I. Stepanov Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Belarus, 220072, Minsk, Nezavisimosti ave., 68-2, E-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

FORMATION OF BESSEL LIGHT BEAMS WITH SUBWAVELENGTH DIAMETER OF AXIAL MAXIMUM FOR DIAGNOSTICS AND NONLINEAR PHOTOLITHOGRAPHY OF SEMICONDUCTOR MATERIALS

ABSTRACT

The subject of the study is schematic solutions for forming vector Bessel light beams (BLB) with a subwavelength diameter of axial maximum. The purposes of the work are to develop optical scheme for the formation of BLB with a large numerical aperture on the basis of a combination of refractive and reflective conical optical elements, and to study the possibilities of application of zero and higher order vector BLBs for formation of three-dimensional cylindrical and tubular microstructures in the near-surface areas of solids (in particular, in silicon). Main results are the following: there is proposed optical scheme allowing one to form zero and higher order vector beams. It is shown that the peculiarity of such beams is a large numeric aperture and a high ratio of the length of the diffraction-free region to the diameter of the main maximum of BLB. This is achieved by the inclusion of reflective optical elements into the optical schemes. The practical importance is the perceptiveness of the proposed former of vector BLB for applications in optical microscopy of submicron resolution and nonlinear photolithography in semiconductors.

BESSEL LIGHT BEAMS, AXICON, REFLECTIVE OPTICS, VECTOR BEAMS, POLARIZATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.785.5

Поляков М.П., Батшев В.И., Мачихин А.С., Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: polyakov.mp@ntcup.ru

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящён разработке малогабаритного реконфигурируемого акустооптического видеоспектрометра видимого диапазона спектра с акустооптическим монохроматором в параллельных пучках лучей и оценке качества получаемых им гиперспектральных изображений и спектральных характеристик. В рассматриваемых конфигурациях сравниваются двойной и одиночный акустооптические монохроматоры, причём одиночный акустооптический монохроматор работает в увеличенном угловом поле зрения. Приведены особенности данных конфигураций акустооптического видеоспектрометра и возможности их применения в реализации спектральных приборов для решения прикладных задач.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ФИЛЬТР, ВИДЕОСПЕКТРОМЕТР, КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ, СВЕТОСИЛА, УГЛОВОЕ ПОЛЕ ЗРЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Методы гиперспектральной съемки широко используются для дистанционного зондирования, экомониторинга, неразрушающего контроля и в решении других задач [1, 2]. Одним из перспективных технических решений для создания гиперспектральных приборов являются акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры (АОПФ). Приборы на их основе обладают рядом полезных особенностей, в частности, произвольной адресацией и возможностью управлять формой спектральных каналов, высоким пространственным разрешением и др. [3, 4].

Современные направления спектрального анализа требуют от приборов высокой производительности и многозадачности при малых габаритных размерах, массе, энергопотреблении и стоимости. В АО спектральных приборах элементом, в значительной степени ограничивающим их возможности, является АОПФ. Поэтому сложно создать универсальную оптическую схему, и для каждой задачи она проектируются под конкретный АОПФ исходя из его параметров. АОПФ имеют ограниченные световую и угловую апертуры, что осложняет создание светосильных АО спектральных приборов с большим полем зрения. В [5] показано, что при расширении угловой апертуры АОПФ также происходит спектральная фильтрация, при этом от центра к краю поля зрения изменяется длина волны отфильтрованного излучения. Таким образом можно создавать АО спектральные приборы с увеличенными светосилой и полем зрения, проводя калибровку АОПФ.

АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА

В данной работеспроектирован малогабаритный реконфигурируемый АО видеоспектрометр видимого диапазона спектра (от 450 до 850 нм) с АО монохроматором, работающим в параллельных пучках лучей, оптическая схема (рис. 1) которого спроектирована так, что может быть использована как с одиночным, так и с двойным АО монохроматором. Для минимизации габаритных размеров и массы видеоспектрометра на входе (перед АО монохроматором) использовалась телескопическая система Галилея, а на выходе – выходной объектив, с ходом лучей в пространстве изображений близким к телецентрическому, что даёт высокую равномерность освещённости в изображении и меньшую чувствительность к дефокусировкам вызванным термоаберрациями [6]. Также для упрощения и удешевления конструкции видеоспектрометра 3 линзы из телескопической системы Галилея были унифицированы с выходным объективом.

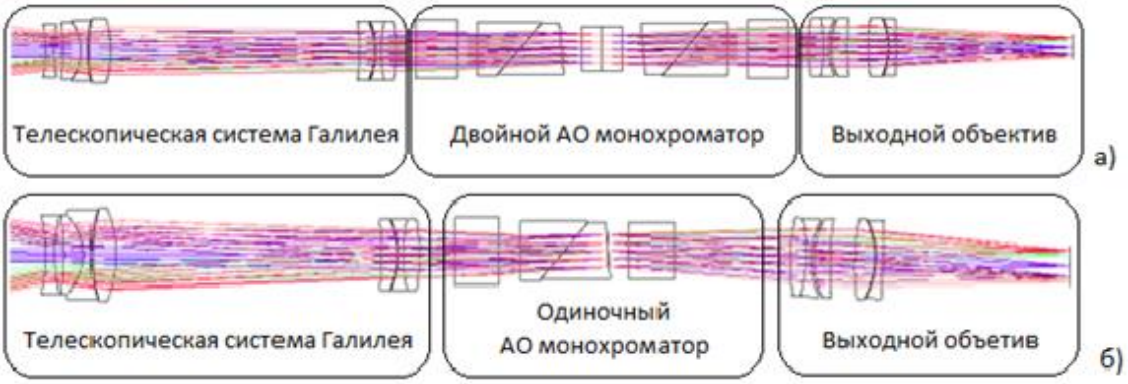


Рис. 1. Оптическая схема видеоспектрометра с двойным (а) и одиночным (б) АО монохроматором

В конфигурации с двойным АО монохроматором видеоспектрометр имеет высокое пространственное и спектральное разрешение, но при этом небольшое угловое поле зрения (16° по диагонали кадра). Это достигается тем, что АОПФ расположены повернутыми относительно друг друга на 180° и, таким образом устраняются вносимые АОПФ пространственно-спектральные искажения [7, 8] и уменьшается ширина выделяемой спектральной линии [7]. Из рис. 2 и 3 можно оценить пространственное разрешение видеоспектрометра. Оно составляет около 470×380 элементов в пределах поля зрения.

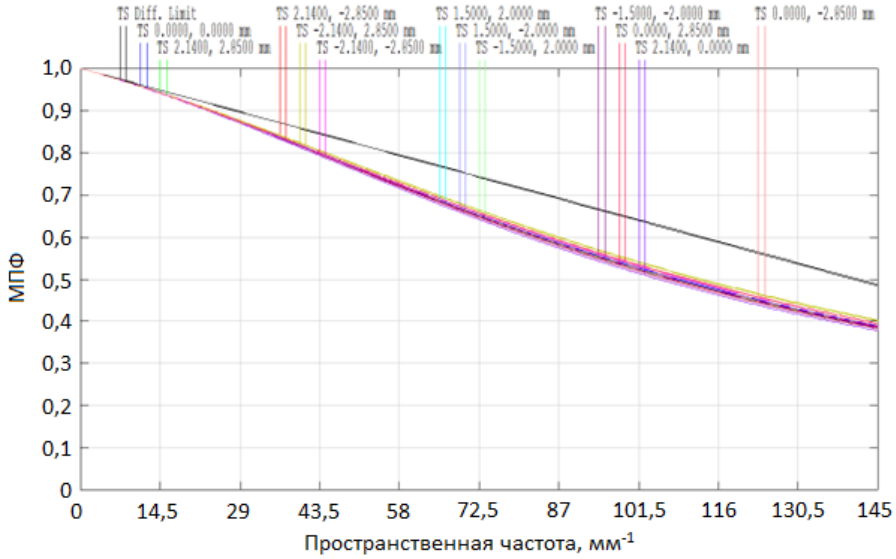


Рис. 2. МПФ видеоспектрометра с двойным АО монохроматором на длине волны 0,55 мкм

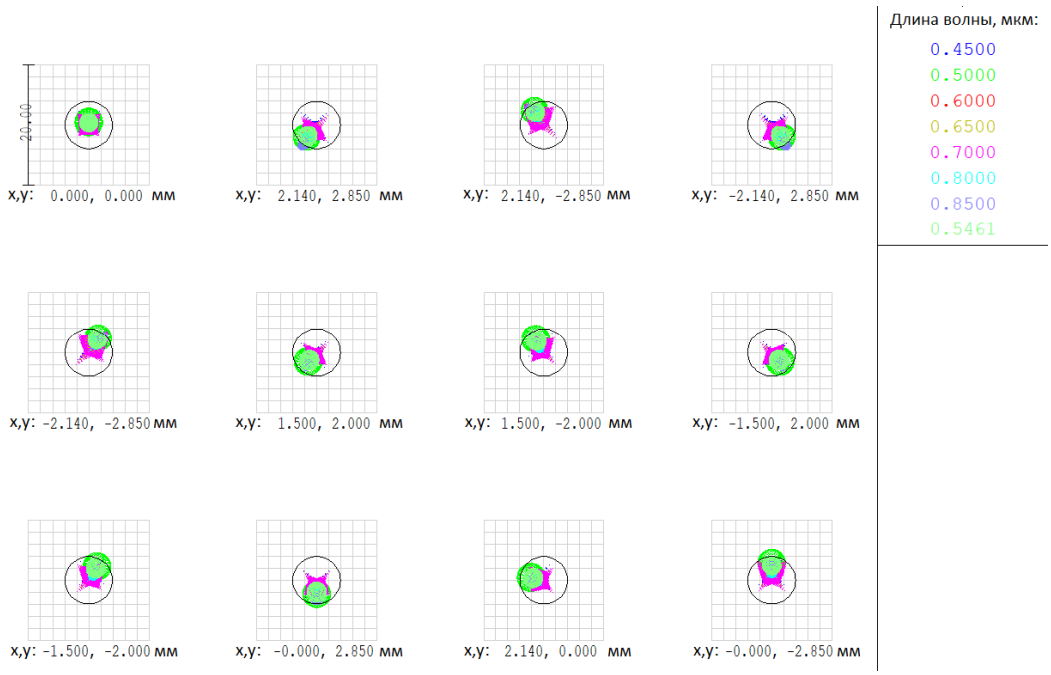


Рис. 3. Диаграммы пятен рассеяния видеоспектрометра с двойным АО монохроматором

В конфигурации с одиночным АО монохроматором видеоспектрометр имеет большее угловое поле зрения (26° по диагонали кадра), но при этом меньшее спектральное разрешение и худшее качество изображения за счёт вносимых АОПФ искажений. Из рис. 4 и 5 видно, что пространственное разрешение видеоспектрометра составляет также около 610×510 элементов в пределах поля зрения. Несмотря на то, что АОПФ выполнен по схеме с компенсацией спектрального дрейфа [9] из рис. 5 видно, что пятна рассеяния для каждой длины волны близки к дифракционным, однако полихроматическое пятно рассеяния существенно больше дифракционного. В данной конфигурации подразумевается использование специализированной пространственно-спектральной калибровки [10] и постобработки регистрируемых гиперспектральных изображений ввиду того, что пучки лучей падают на АОПФ под углами существенно большими, чем его расчётные значения (порядка 10° вместо 5°). Кроме того, при использовании одиночного АО монохроматора контраст изображения относительно невысок, что требует вычитания темнового кадра и приводит к уменьшению частоты кадров видеоспектрометра в 2 раза.

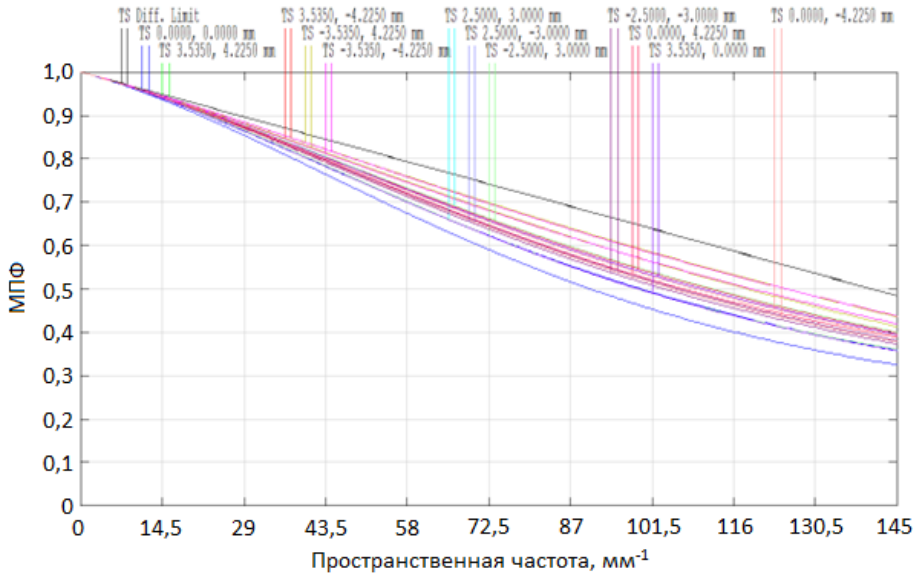


Рис.4. МПФ видеоспектрометра с одиночным АО монохроматором на длине волны 0,55 мкм

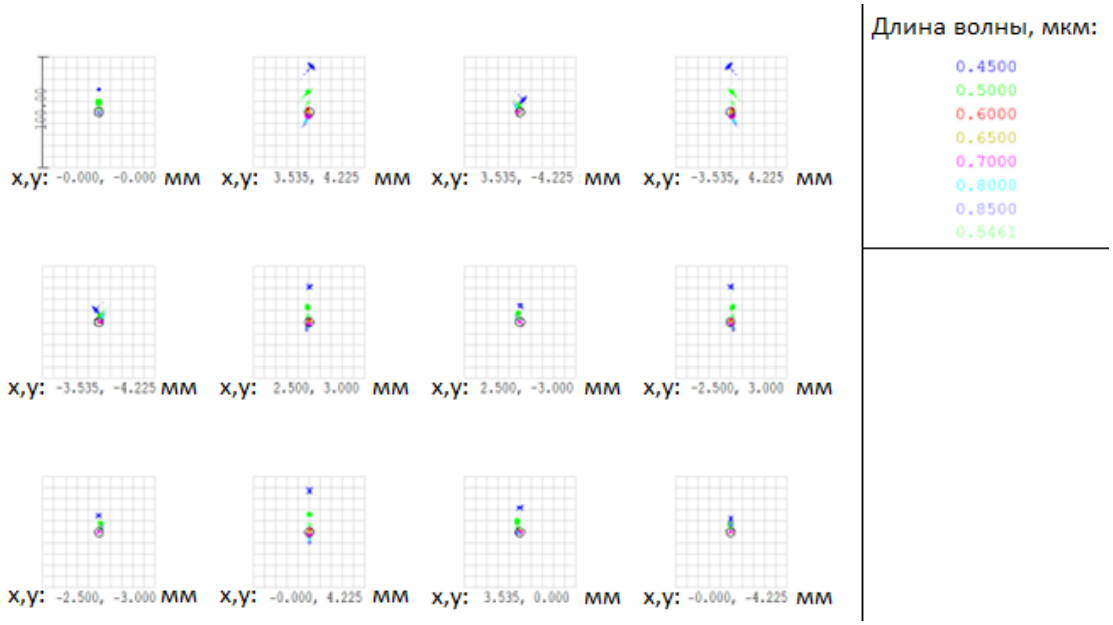


Рис.5. Диаграммы пятен рассеяния видеоспектрометра с одиночным АО монохроматором

Разработанный АО видеоспектрометр обладает следующими параметрами и характеристиками:

– рабочий спектральный диапазон от 450 до 850 нм;

– относительное отверстие 1:6,3;

– диаметр входного зрачка 5 мм;

– угловое поле зрения:10×13°(16° по диагонали кадра) в конфигурации с двойным АО монохроматором и 16×20° (26° по диагонали кадра) в конфигурации с одиночным АО монохроматором;

– минимальное рабочее расстояние 0,5 м;

– габаритные размеры 75×120×365 мм без аккумулятора;

– масса 1,7 кг без аккумулятора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный и реализованный в работе подход к созданию АО спектральных приборов может быть использован в задачах, не требующих высокого спектрального разрешения и большой частоты кадров, но требовательных к габаритным размерам, массе и стоимости приборов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания «Разработка новых акустооптических методов и приборов» (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chang C.I.** Hyperspectral Data Exploitation: Theory and Applications // Wiley-Interscience. 2007. P. 440.
2. **Пустовойт В.И., Пожар В.Э., Отливанчик Е.А. и др.** Современные средства и методы акустооптической спектрометрии. // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 8. С. 48-56.

3. **Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Возможности создания новых систем видения на основе акустооптических видеоспектрометров //Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. № 10. С. 1272-1278.
4. **Мазур М.М., Судденок Ю.А., Шорин В.Н.** Двойной акустооптический монохроматор изображений с перестраиваемой шириной аппаратной функции. // Письма в ЖТФ. 2014. В. 4. С. 56-62.
5. **Gorevoy A.V. et al.** Spatiospectral transformation of noncollimated light beams diffracted by ultrasound in birefringent crystals // Photon. Res., PRJ. Optical Society of America. 2021. Vol. 9. № 5. P. 687-693.
6. **Гебгарт А.Я.** Особенности проектирования некоторых типов особоширокоугольных объективов // Оптический журнал. 2010. Т. 77. №9. С. 17-21.
7. **Pustovoit V., Pozhar V., Mazur M. et al.** // Proc. SPIE. 2005. V. 5953. P. 200.
8. **Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // JOSA A. 2017.V. 34(7). P. 1109-1113.
9. **Епихин В.М., Калинников Ю.К.** Компенсация спектрального дрейфа угла дифракции неколлинеарного акустооптического фильтра // Журнал технической физики. 1989. Т. 59. В. 2. С. 160-163.
10. **Gorevoy A., Machikhin A., Martynov G., Pozhar V.** Computational technique for field-ofview expansion in AOTF-based imagers // Opt. Lett., OL. Optica Publishing Group. 2022. Vol. 47. № 3. P. 585-588.

Poliakov M.P., Batshev V.I., Machikhin A.S., Pozhar V.E.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences (STC UI RAS), Russia,
117342, Moscow, st. Butlerova, 15, E-mail: polyakov.mp@ntcup.ru

ACOUSTOOPTIC IMAGING SPECTROMETER OF THE VISIBLE SPECTRUM RANGE

ABSTRACT

The paper is devoted to the development of a small-sized reconfigurable acoustooptic imaging spectrometer in the visible spectrum range with an acoustooptic monochromator in parallel beams and to the evaluation of the quality of the hyperspectral images and spectral characteristics obtained by it. In the configurations under consideration, double and single acoustooptic monochromators are compared, moreoverthe single acoustooptic monochromator operating in an increased angular field of view. The features of these configurations of the acoustooptic imaging spectrometer and the possibility of their application in the implementation of spectral instruments for advanced application are presented.

ACOUSTOOPTICAL TUNABLE FILTER, IMAGING SPECTROMETER, IMAGE QUALITY, LUMINOSITY, ANGULAR FIELD OF VIEW

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.785.5

Пожар В.Э.[1], Дьяконов Е.А.[2]

[1] *Научно технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: vitold@ntcup.ru*
[2] *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Россия, 119991, Москва, ул. Ленинские горы, 1, E-mail: ead1989@gmail.com*

ОСОБЕННОСТИ ШИРОКОАПЕРТУРНОЙ ГЕОМЕТРИИ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕТА

АННОТАЦИЯ

Для задач получения спектральных монохроматических изображений объектов с помощью акустооптических перестраиваемых фильтров используется особая геометрия дифракции света, обеспечивающая наибольший входной угол устройства, называемая широкоапертурной или широкоугольной, а в англоязычной литературе - tangential или non-critical phase matching. Особенностью этой геометрии, используемой в подавляющем большинстве акустооптические фильтров, является то, что дифрагированный световой пучок распространяется по тому же направлению, что и падающий, а потому взаимодействие световых волн может рассматриваться как одномерное. С учетом того, что скорость звука мала в сравнении со скоростью света $V_{зв}/c_{св} \approx 10^{-5}$, можно считать акустическую волну статичной, что дает возможность решить задачу дифракции света в общем виде, для неоднородной брэгговской решетки и таким образом связать мгновенную функцию пропускания с характеристиками вариации ультразвукового поля. Это открывает возможность решения задачи синтеза функции пропускания требуемого вида, что является одной из важнейших целей акустооптического спектрометростроения.

ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР, КОЛЛИНЕАРНАЯ ГЕОМЕТРИЯ ДИФРАКЦИИ, КВАЗИКОЛЛИНЕАРНАЯ ГЕОМЕТРИЯ ДИФРАКЦИИ, НЕКОЛЛИНЕАРНАЯ ГЕОМЕТРИЯ ДИФРАКЦИИ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

ВВЕДЕНИЕ

Дифракция света на акустических волнах лежит в основе многих функциональных устройств обработки сигналов. Суть эффекта заключается в когерентном рассеянии света на периодически располагающихся неоднородностях среды, вызываемых бегущей акустической волной [1].

Этот эффект описывается в общем виде условием дифракции Брэгга

$$\boldsymbol{k}_{\text{п}} + \boldsymbol{Q}_{\text{а}} = \boldsymbol{k}_{\text{д}}, \qquad (1)$$

накладываемом на волновые векторы звука $\boldsymbol{Q}_a$, падающего $\boldsymbol{k}_п$ и дифрагированного $\boldsymbol{k}_д$ света представляет собой сохранения импульса закон при рассеянии фотонов на фононах. В изотропной среде (рис. 1) в равенстве (1) имеется лишь один свободный параметр - угол падения φ, которой можно менять и оптимизировать,

$$Q_a = 2k \cos\varphi . \qquad (2)$$

Это очень ограничивает варианты дифракции и оказывается подходящим, по существу, лишь для создания акустооптических (АО) модуляторов интенсивности лазерного излучения и АО модуляторов добротности.

На практике реализует много иных геометрий (коллинеарных и др.), которые возможны в анизотропных средах (оптически одноосных и двуосных). В докладе рассматривается одна из геометрий, называемая широкоапертурной, которая сочетает в себе ряд преимуществ другого класса геометрий. Основное внимание уделено возможности прецизионного расчета характеристик дифракции, что важно для задач, связанных со спектральной фильтрацией изображений.

Традиционно выделяются две геометрии: коллинеарная и неколлинеарная [2]. Первая (рис. 1) отличается более простым описанием взаимодействия волн - одномерным, допускающим нахождение «точных» решений. Это позволяет проводить более глубокий анализ закономерностей дифракции. Результаты его показывают, в частности, что два важнейших параметра, полоса пропускания АО фильтра $\Delta\lambda$ и управляющая мощность $P_{упр}$ определяются в значительной мере длиной $L_{вз}$ взаимодействия света и звука: $\Delta\lambda \sim \lambda^2/L_{вз}$, $P_{упр} \sim (\lambda/L_{вз})^2$.

И в этой геометрии рабочая длина взаимодействия ограничивается длиной акустического столба, ограниченного длиной кристалла (в отсутствие существенного поглощения ультразвука) $L_{вз} = L_{кр}$.

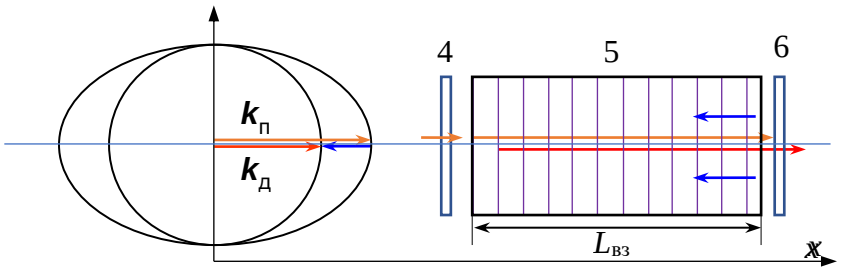


Рис. 1. Коллинеарная геометрия дифракции.
а - волновая диаграмма; *б* - схема дифракции волн.
1 - падающая световая волна, 2 - дифрагированная световая волна, 3 - акустическая волна,
4 - входной поляризатор, 5 - АО ячейка, 6 - выходной поляризатор

Неколлинеарная геометрия существенно сложнее в описании, поскольку требует двумерного описания и не имеет общего решения, допускающего простой анализ зависимостей. В простейшем случае в приближении постоянного поля падающей световой волны дифрагированный свет генерируется в области пересечения пучка света и звукового столба. При этом эта область распадается на 3 подобласти (рис. 2) с разной эффективной длиной взаимодействия. При этом световой пучок оказывается шире и неоднороден по сечению. В такой геометрии учесть ослабление падающей волны можно лишь приближенно, например, итерационным методом.

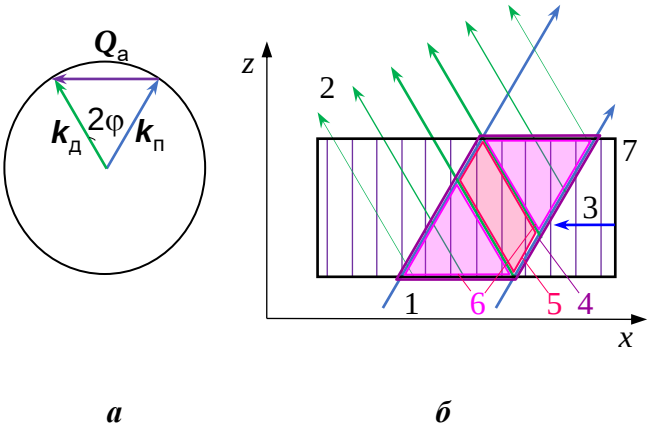


Рис. 2. Неколлинеарная геометрия дифракции.
а - волновая диаграмма; *б* - схема дифракции волн.
1 - падающая световая волна, 2 - дифрагированная световая волна, 3 - акустическая волна,
4 - область взаимодействия волн, 5 - подобласть взаимодействия, ограниченная акустическим столбом,
6 - подобласти взаимодействия, ограниченные световым пучком, 7 - АО ячейка.
Для простоты преломление лучей на границах не показано

В одноосных кристаллах существует геометрия [3], формально относящаяся к неколлинеарным, но обладающая множеством свойств коллинеарной геометрии. Она характеризуется условием параллельности касательных к волновым векторам падающей и дифрагированной волн (рис. 3*а*). В этом случае небольшие угловые отклонения вектора $\boldsymbol{k}_{\text{п}}$ не приводят к нарушению брэгговского условия (1), что обеспечивает намного большую угловую ширину синхронизма, а соответственно, больший угол зрения. Поэтому эта геометрия получила название широкоапертурной или широкоугольной, а в англоязычной литературе - tangential или non-critical phase matching.

Особенность этой геометрии заключается в том, что пучки света с обыкновенно поляризацией и необыкновенной распространяются в одном направлении, а значит дифрагированный и падающий пучки совпадают внутри кристалла (рис. 3*б*). Это снова сводит задачу к одномерной и позволяет разбить весь световой пучок на отдельные волновые трубки, каждая из которых распространяется и дифрагирует независимо.

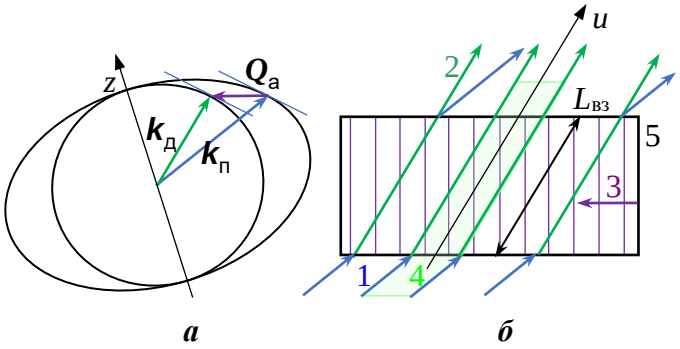


Рис. 3. Широкоапертурная (common-path) геометрия дифракции.
а - волновая диаграмма; *б* - схема дифракции волн.
1 - падающая световая волна, 2 - дифрагированная световая волна, 3 - акустическая волна,
4 - волновая трубка (парциальный пучок), 5 - АО ячейка.
Для простоты преломление лучей на границах не показано

Это, а также то, что скорость звука мала в сравнении со скоростью света $V_{\text{зв}}/c_{\text{св}} \approx 10^{-5}$ и акустическую волну можно считать статичной, позволяет получить точное решение задачи в

общем виде [4], причем для неоднородного по сечению светового пучка. Это крайне важно для задач, где световой пучок несет изображение объекта, а потому неоднороден по сечению. Это же позволяет учесть неоднородность акустического поля, различную для разных оптических трубок. В результате удается связать мгновенную функцию пропускания с характеристиками вариации ультразвукового поля. Это открывает возможность решения задачи синтеза функции пропускания требуемого вида, что является одной из важнейших целей акустооптического спектрометростроения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом проиллюстрировано, что широкоугольная геометрия дифракции сочетает в себе многие свойства, характерные для некоторых других геометрий: квазиодномерность (возможность рассматривать отдельные лучевые трубки независимо), как у коллинеарной геометрии, вместе с формальной неограниченностью пути в квазиколлинеарной геометрии [2], а соответственно с возможностью увеличения спектрального разрешения и снижения управляющей мощности; простоту сведения-разведения пучков, как в неколлинеарной геометрии.

Она допускает расчет характеристик дифракции отдельных лучевых трубок, что позволяет применить хорошо развитые программы расчета, используемые в лучевой оптике. В отличие от предложенного метода моделирования АО фильтров в виде сосредоточенного устройства, преобразующего оптические лучи [5], в рассмотренном подходе можно учитывать неоднородность акустического поля, которая имеет место в реальных АО ячейках.

Это открывает путь к расчету дополнительных искажений в АО фильтрах изображений [5], к изучению акустических полей в АО ячейках (статических и динамических - в виде импульсов) [6], а также к задачам синтеза акустических полей - для целенаправленной коррекции функции пропускания.

В частности, представляется перспективным исследование дифракции в этой геометрии на акустическом поле со скачком фазы (например, в случае секционированных излучателей), а также рассмотрение общих типов трансформации оптических характеристик.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания «Разработка новых акустооптических методов и приборов» (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Акустооптические** процессоры спектрального типа / Под ред. В.В. Проклова, В.Н. Ушакова. М.: Радиотехника, 2012. 192 с.
2. **Пожар В. Э.** Основы классификации геометрии дифракции света на ультразвуке // Физические основы приборостроения. 2014. Т. 3. № 2. С. 81-87.
3. **Беликов И. Б., Буймистрюк Г. Я., Волошинов В. Б. и др.** Акустооптическая фильтрация изображений // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 20. С. 1225-1229**.**
4. **Дьяконов Е. А., Пожар В. Э.** Методы расчета формы спектрального окна пропускания акустооптического фильтра // Светотехника. 2022. № 5. С. 44-46.
5. **Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // J. Optical Society America. 2017. Т. 34. № 7. P. 1109-1113.
6. **Титов С. А., Мачихин А. С., Пожар В. Э., Булатов М. Ф.** Исследование ультразвукового поля в акустооптическом кристалле акустическими методами // Радиотехника и электроника. 2022. Т. 67. № 12. С. 1192-1199.

Pozhar V.E.[1], Dyakonov E.A.[2]

[1] Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15
E-mail: vitold@ntcup.ru
[2] Lomonosov Moscow State University, Physics Department
119991, Moscow, Leninskiy gory st., 1

CHARACTERISTIC FEATURES OF TANGENTIAL GEOMETRY OF ACOUSTO-OPTICAL SPECTRAL LIGHT FILTRATION

ABSTRACT

For the tasks of obtaining spectral monochromatic images of objects using acousto-optical tunable filters, a special light diffraction geometry is used, which provides the largest field-of-view. This geometry is called in different names as wide-aperture, wide-angle, tangential or non-critical phase matching. It is used in the majority of acousto-optical filters. In this geometry diffracted light beam propagates in the same direction as the incident one, and therefore the interaction of light waves can be considered as one-dimensional. Taking into account the fact that the speed of sound is small in comparison with the speed of light $V_{ac}/c_l \approx 10^{-5}$, an acoustic wave can be considered static, which makes it possible to solve the problem of light diffraction in a general form for an inhomogeneous Bragg lattice and thus link the instantaneous transmission function with the characteristics of the variation of the ultrasonic field. This gives chance for synthesizing the transmission function, which is one of the most important goals of acousto-optical spectral instrumentation.

WIDE-APERTURE ACOUSTO-OPTICAL IMAGING FILTER, TANGENTIAL GEOMETRY, NON-CRYTICAL PHASE MATCHING, QUASI-COLLINEAR DIFFRACTION GEOMETRY, NON-COLLINEAR DIFFRACTION GEOMETRY, COLLINEAR DIFFRACTION GEOMETRY, AOTF SPECTRAL FUNCTION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.42

Купрейчик М.И.[1], Балакший В.И.[1,2], Пожар В.Э.[2]

[1] *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Россия, 119991, Москва, ул. Ленинские горы, 1, E-mail: maxim10111992@gmail.com*
[2] *Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: vitold@ntcup.ru*

КВАЗИКОЛЛИНЕАРНАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ Tl_3PSe_4

АННОТАЦИЯ

Исследованы характеристики квазиколлинеарной геометрии акустооптического взаимодействия в ромбическом кристалле Tl_3PSe_4. Основное внимание уделено вариантам подобной геометрии, реализующимся в главной плоскости YZ. Для широкого диапазона срезов плоскости YZ кристалла определена необходимая для практической реализации квазиколлинеарной дифракции взаимная ориентация звуковой и оптической граней акустооптической ячейки. Рассчитаны основные характеристики квазиколлинеарных акустооптических фильтров на основе кристалла Tl_3PSe_4. Выявлены наиболее оптимальные варианты фильтров с точки зрения спектрального разрешения и потребляемой мощности. Исследовано влияние расходимости падающего оптического пучка на ширину функции пропускания квазиколлинеарных фильтров на кристалле Tl_3PSe_4.

АКУСТООПТИКА, ДВУОСНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, АКУСТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ, КВАЗИКОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ, СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры (АОПФ) находят широкое применение в устройствах спектральной фильтрации и анализа оптического излучения, выступая в роли электронно-управляемых монохроматоров. Все разнообразие коммерчески доступных вариантов АОПФ можно разделить на два больших класса – широкоапертурные (неколлинеарные) и коллинеарные (или квазиколлинеарные). Неколлинеарные АОПФ обладают широким монохроматическим полем зрения, что позволяет обрабатывать сильно расходящиеся оптические пучки. Фильтры данного класса применяются в гиперспектральных изображающих устройствах, а также в системах пространственной фильтрации когерентных световых полей. В коллинеарных АО фильтрах используются варианты коллинеарной широкоапертурной дифракции, обеспечивающие подобным приборам высокое (по меркам АО устройств) спектральное разрешение. К сожалению, режим коллинеарного АО рассеяния может быть реализован только в низкосимметричных кристаллах. Кроме того, в подавляющем большинстве подобных материалов данный режим дифракции не отличается высокой АО эффективностью. В этой связи для создания АОПФ с высоким спектральным разрешением в

настоящее время, как правило, используется квазиколлинеарная геометрия АО взаимодействия, предложенная в работе [1]. Наиболее существенным недостатком квазиколлинеарных АОПФ является их довольно узкое монохроматическое поле зрения, ограничивающее диапазон их возможного применения задачами спектрального анализа и управления частотным спектром хорошо коллимированных оптических пучков [2].

В настоящее время основным материалом для АОПФ различного типа является одноосный кристалл парателлурита (TeO_2). Широкий диапазон прозрачности (от 0,35 до 5 мкм) и ярко выраженная анизотропия физических свойств кристалла парателлурита позволяет создавать на его основе конкурентные АОПФ видимого, ближнего инфракрасного, а также среднего инфракрасного диапазонов. Для решения задач фильтрации оптического излучения на длинах волн более 5 мкм наиболее перспективными видятся АОПФ на кристаллах семейства галогенидов ртути [3, 4]. Особенностью квазиколлинеарных фильтров на галогенидах ртути является их чрезвычайно узкая угловая апертура [4], делающая их малопригодными для фильтрации некогерентных оптических пучков.

Одним из перспективных АО материалов для решения задач спектральной фильтрации слабо расходящихся оптических пучков инфракрасного диапазона является двуосный кристалл Tl_3PSe_4. Материал отличается чрезвычайно высокими значениями коэффициента АО качества, почти вдвое превосходя по этому параметру кристалл парателлурита [5]. Изучение вопроса перспективности кристалла Tl_3PSe_4 для квазиколлинеарных АОПФ инфракрасного диапазона и явилось целью настоящей работы.

Кристалл Tl_3PSe_4 – синтетический оптически двуосный кристалл планаксиального класса (*mmm*) ромбической сингонии с плотностью $\rho = 6{,}1$ г/см^3, относящийся к широкому семейству халькогенидов таллия. Материал прозрачен в широком спектральном диапазоне от 0.85 до 17 мкм, однако в области длин волн от 8 до 17 мкм у него имеется несколько сильных полос поглощения [5]. Дальнейшие расчеты характеристик квазиколлинеарной дифракции в кристалле Tl_3PSe_4 проводились для излучения с $\lambda = 4$ мкм. Значения главных показателей преломления кристалла для выбранной оптической длины волны равны [5]: $n_X \approx 2{,}819$, $n_Y \approx 2{,}761$ и $n_Z \approx 2{,}794$. Упругие модули материала были взяты из литературных источников [6]. В приводимых далее оценках потребляемой АОПФ на кристалле Tl_3PSe_4 акустической мощности фотоупругие модули p_{66} и p_{55} полагались равными 0,2 и 0,0, соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В ходе расчетов было установлено, что для создания квазиколлинеарных АОПФ наиболее подходит плоскость *YZ* кристалла Tl_3PSe_4. Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести угол χ (называемый далее углом среза и отсчитываемый от оси *Z*), задающий направление распространения объемных акустических волн в данной плоскости. Нетрудно показать, что эффективное анизотропное АО рассеяние в плоскости *YZ* наблюдается только на медленной сдвиговой (*S*) акустической моде, поляризованной вдоль оси *X*. В работе [6] установлено, что минимальное ($V = 526$ м/с) и максимальное ($V = 1118$ м/с) значения скорости упомянутой моды в кристалле Tl_3PSe_4 достигаются при ее распространении вдоль осей *Z* ($\chi = 0°$) и *Y* ($\chi = 90°$), соответственно. Известно, что дизайн квазиколлинеарных АОПФ во многом определяется углом сноса α используемой в данном приборе акустической моды. Наши расчеты показали, что максимальное для рассматриваемой здесь *S* моды значение угла сноса составляет величину $\alpha \approx 39{,}4°$, что ощутимо меньше максимального значения угла сноса $\alpha \approx 57{,}3°$, наблюдающегося в плоскости (110) кристалла парателлурита.

Принципиальный дизайн квазиколлинеарной АО ячейки на кристалле Tl_3PSe_4 показан на рис. 1а. В АОПФ рассматриваемого типа лучевые вектора падающей оптической волны $\boldsymbol{S}_i$ и отраженного акустического пучка $\boldsymbol{S}_a$ должны быть ортогональны к входной оптической грани кристалла. Этим условием определяется ориентация входной оптической грани при заданном значении угла среза χ_1. Для квазиколлинеарных АОПФ важную роль играет величина угла β между акустической и оптической гранями ячейки. Данный угол определяет допустимую

длину кристалла в направлении падающего оптического пучка и связанную с ней величину предельно достижимого в выбранном срезе спектрального разрешения.

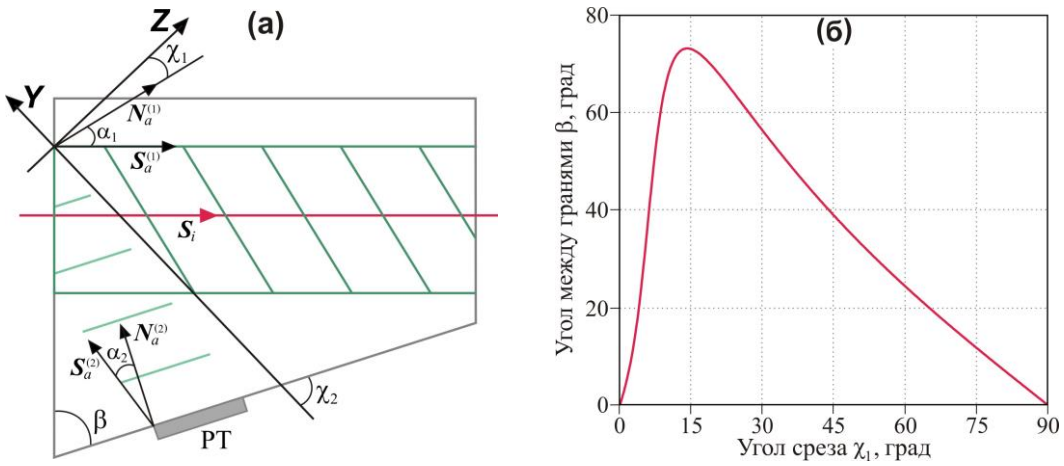


Рис. 1. Квазиколлинеарная дифракция в плоскости *YZ* кристалла Tl_3PSe_4: принципиальная схема АО ячейки (а); угол между гранями ячейки β, как функция угла среза χ_1 (б)

Зависимость $\beta(\chi_1)$ для квазиколлинеарных АОПФ в плоскости *YZ* кристалла Tl_3PSe_4 показана на рис. 1б. Из графика видно, что, в отличие от аналогов на кристалле парателлурита [7] и галогенидах ртути, угол между акустической и оптической гранями квазиколлинеарной ячейки на кристалле Tl_3PSe_4 может быть только острым. Максимальное значение этого угла $\beta \approx 73{,}5°$ достигается в срезе с $\chi_1 \approx 14{,}1°$; при этом в довольно широком диапазоне срезов кристалла Tl_3PSe_4 угол β превышает 60°.

Одной из важнейших характеристик АОПФ является величина потребляемой им акустической мощности P_a. Зависимость $P_a(\chi_1)$ для квазиколлинеарных АОПФ на кристалле Tl_3PSe_4 показана пунктирной кривой на рис. 2. В расчетах предполагалось, что отраженный акустический пучок имеет квадратное сечение 5×5 мм, а эффективная длина АО взаимодействия составляет 4 см. Из графика видно, что наиболее оптимальным с позиции энергопотребления ($P_a \approx 0{,}36$ Вт) является АО фильтр в срезе $\chi_1 \approx 15°$; тогда как в диапазоне углов среза $8° < \chi_1 < 26°$ величина P_a не превышает 0,5 Вт. Для сравнения, минимальная для парателлуритных квазиколлинеарных АОПФ величина P_a при тех же параметрах ячейки составляет порядка 0,8 Вт, то есть оказывается ощутимо более высокой.

Второй важнейшей характеристикой АОПФ является величина его спектрального разрешения *R*. Зависимость $R(\chi_1)$ для квазиколлинеарных АОПФ на кристалле Tl_3PSe_4 показана сплошной кривой на рис. 2. В расчетах предполагалось, что на ячейку падает гауссов пучок с перетяжкой $2w_0 = 4$ мм. С целью выявить наиболее перспективные для квазиколлинеарных АОПФ срезы кристалла Tl_3PSe_4 в настоящей работе была проведена оптимизация по величине параметра $\varsigma = R/P_a$. С позиции этого параметра наиболее оптимальным оказался АО фильтр в срезе с $\chi_1 = 12°$. По величине спектрального разрешения ($R \approx 535$) он сопоставим с парателлуритным фильтром в срезе $\chi_1 = 7°$, а по энергетической эффективности ($P_a \approx 0{,}38$ Вт) более чем вдвое превосходит последний. Предлагаемый здесь фильтр может быть использован для решения задач спектрального анализа в диапазоне длин волн от 2 до 8 мкм, не требующих от АО прибора слишком высокого разрешения. Рабочие акустические частоты f_0 такого АОПФ будут лежать в интервале от 3,5 до 14,2 МГц. Следует отметить, что по величине *R* для не столь хорошо коллимированных пучков подобный фильтр может конкурировать с парателлуритными аналогами в срезе $\chi_1 = 6°$ или даже $\chi_1 = 5°$. Его сравнительно широкое поле зрения может оказаться полезным при решении задач фильтрации инфракрасных пучков с низкой пространственной когерентностью.

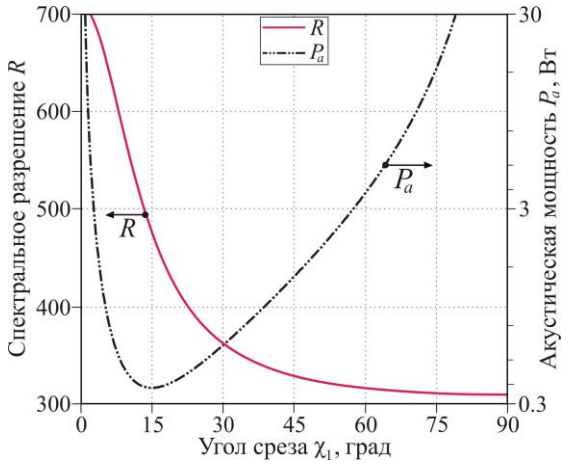


Рис. 2. Параметры квазиколлинеарных акустооптических фильтров на кристалле Tl_3PSe_4

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен детальный анализ характеристик всех существующих в главной плоскости *YZ* ромбического кристалла Tl_3PSe_4 вариантов квазиколлинеарного АО взаимодействия. Для широкого набора срезов данной плоскости определена необходимая для практической реализации режима квазиколлинеарной дифракции взаимная ориентация звуковой и оптической граней ячейки. Рассчитаны основные параметры квазиколлинеарных АОПФ на основе кристалла Tl_3PSe_4, а именно, спектральное разрешение R и потребляемая акустическая мощность P_a. Проведена оптимизация по параметру $\varsigma = R/P_a$. На основании проведенных расчетов предложен АОПФ, вдвое превосходящий по величине параметра ς свой парателлуритный аналог, оптимизированный по величине энергопотребления. Рассмотрены возможные применения такого АО прибора в системах спектральной фильтрации и анализа слабо расходящихся оптических пучков инфракрасного диапазона.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 19-19-00606П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Voloshinov V.B.** Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite // Opt. Eng. 1992. V. 31. P. 2089–2094.
2. **Sapriel J., D. Charissoux D., Voloshinov V., Molchanov V.** Tunable acousto-optic filters and equalizers for WDM applications // J. Light. Technol. 2002. V. 20. № 5. P. 892–899.
3. **Tournois P.** Design of acousto-optic programmable filters in mercury halides for mid-infrared laser pulse shaping // Opt. Comm. 2008. V. 281. № 15. P. 4054–4056.
4. **Krauz L., Pata P., Bednar J., Klima M.** Quasi-collinear IR AOTF based on mercurous halide single crystals for spatio-spectral hyperspectral imagining // Opt. Express. 2021. V. 29. № 9. P. 12813–12832.
5. **Gottlieb M., Isaacs T.J., Feichtner J.D., Roland G.W.** Acoustooptic properties of some chalcogenide crystals // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 5145–5151.
6. **Martynyuk-Lototska I., Roman I., Gomonnai O., Kryvyy T., Mys O., Vlokh R.** Acoustic and Elastic Anisotropies of Acoustooptic Tl_3PSe_4 Crystals // Acta Acust. united Ac. 2018. V. 104. № 6. P. 956–962.
7. **Mantsevich S.N., Yushkov K.B.** Optimization of piezotransducer dimensions for quasicollinear paratellurite AOTF // Ultrasonics. 2021. V. 112. P. 106335.

Kupreychik M.I.[1], Balakshy V.I.[1,2], Pozhar V.E.[2]

[1] M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia, 19999, Moscow, Leninskie gory st., 1, E-mail: maxim10111992@gmail.com
[2] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: vitold@ntcup.ru

QUASI-COLLINEAR ACOUSTO-OPTIC DIFFRACTION IN A BIAXIAL CRYSTAL OF Tl_3PSe_4

ABSTRACT

The characteristics of the quasi-collinear acousto-optic interaction geometry in a rhombic Tl_3PSe_4 crystal are studied in detail. The focus is made on its variants implemented in the principal YZ plane. For a wide range of the slices of the YZ plane, the mutual orientation of the acoustic and optical facets of an acousto-optic cell required for the practical implementation of quasi-collinear diffraction regime is determined. The main parameters of Tl_3PSe_4-based quasi-collinear acousto-optic filters are calculated. The optimal configurations from the standpoint of spectral resolution and energy consumption are identified. The effect of an incident optical beam divergence on the width of Tl_3PSe_4-based quasi-collinear filter's transmission function is studied.

ACOUSTO-OPTICS, BIAXIAL CRYSTAL, ACOUSTIC ANISOTROPY, QUASI-COLLINEAR INTERACTION, TUNABLE ACOUSTO-OPTIC FILTERS, SPECTRAL RESOLUTION

Секция 9

Научная визуализация

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 532.5

Чашечкин Ю.Д.

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Россия,
119526, Москва, проспект Вернадского 101/1, E-mail: yulidch@gmail.com

НАБЛЮДЕНИЯ ТЕЧЕНИЙ ИМПАКТА СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ

АННОТАЦИЯ

В опытах выделены два режима слияния свободно падающей капли жидкости, смешивающейся с покоящейся глубокой принимающей жидкостью – медленный интрузивный и быстрый импактный. Прослежено влияние процессов передачи и преобразования энергии на динамику и структуру течений. Планирование эксперимента и интерпретация данных проведены с учетом свойств полных решений системы фундаментальных уравнений механики гетерогенных жидкостей. Обсуждается перенос результатов на течения в установках и окружающей среде.

ЖИДКОСТЬ, КАПЛЯ, ЭНЕРГИЯ, СТРУКТУРА, ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ЛИГАМЕНТЫ, ВОЛНЫ

ВВЕДЕНИЕ

Темп научных исследований процессов слияния свободно падающей каплей с глубокой принимающей жидкостью, которые стали систематически выполняться начиная со второй половины XIX века, в последние годы устойчиво возрастает. Интерес обусловлен научной содержательностью темы и быстрым ростом числа приложений научных результатов в энергетике, двигателестроении, физико-химических и нефтехимических технологиях. Капельные процессы играют важную роль в динамике процессов в окружающей среде, включающих и локальные взаимодействия на нано - или микромасштабах, и глобальные климатические явления, в частности, формирование облаков. Расширению исследований способствует развитие вычислительной техники, программирования, осветительных приборов, фото- и видеорегистраторов.

Планирование экспериментов обычно проводится на основе системы уравнений движения однородных жидкостей. Однако реальные жидкости, как отмечали еще Л.Эйлер и Дж.Г.Стокс в своих фундаментальных работах, гетерогенны вследствие неоднородности распределения температуры или концентрации растворенных веществ и взвешенных частиц. Под действием гравитации с ускорением свободного падения $\boldsymbol{g} = (0,0,-g)$ среда стратифицируется – легкие частицы располагаются над более тяжелыми и формируют устойчивое распределение плотности $\rho = \rho_0(z)$ (рассмотрение проводится в декартовой (x, y, z) или локальной цилиндрической (ρ, φ, z) системе координат, ось z направлена вертикально вверх). В зависимости от величины градиента плотности, который характеризуется масштабом $\Lambda = \left|d \ln \rho / dz\right|^{-1}$, частотой $N = \sqrt{g / \Lambda}$ или периодом $T_b = 2\pi / N$

плавучести, жидкости называются стратифицированными (сильно при $N \sim 1\,\mathrm{s}^{-1}$ или слабо – $N < 10^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}$), или однородными – потенциально ($N \sim 10^{-5}\ \mathrm{s}^{-1}$) или актуально ($N \equiv 0$).

В настоящее время в качестве основной характеристики состояния текучей среды – жидкости, газа или плазмы, выбран термодинамический потенциал Гиббса, производные которого определяют плотность, давление, температуру, концентрацию растворенных веществ или/и взвешенных частиц [1]. Дополнительные параметры среды – кинетические коэффициенты и другие физические константы (в частности, теплоемкость, проводимость, скорость звука, коэффициент преломления).

Реальные жидкости и газы состоят из атомов и молекул, которые формируют различные структурные компоненты со связями химической и физической природы. В опытах регистрируются различные формы объединений элементов: кластеры [2], комплексы, клатраты, кластраты, войды с отдельными атомами [3], полосы с водородными связями [4] и другие ассоциаты. Каждый из компонентов структуры среды, размеры которых δ_a лежат в диапазоне от 10^{-8} до 10^{-6} см, времена существования – от 10^{-12} с до десятков секунд, обладает собственной внутренней энергией. Энергия накапливается при его формировании и частично теряется при разрушении, обеспечивая свойство текучести жидкостей и газов.

В опытах выделены четыре механизма переноса энергии в жидкости – макроскопические со скоростью потока или с групповой скоростью волн, и микроскопические – диссипативно-диффузионные и конверсионный – прямой трансформации доступной потенциальной внутренней энергии в другие формы. При уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей или структурных ассоциатов освобождается доступная потенциальной поверхностная энергия (ДППЭ), сосредоточенная в слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_c \sim 10^{-6}$ см. Конверсия потенциальной энергии происходит за времена порядка $\tau \sim 10^{-8} \ldots 10^{-9}$ с, а ее накопление при формировании свободной поверхности – медленно $\tau \sim 10^{-2} \ldots 10^{-3}$ с.

Освобождение внутренней энергии изменяет локальную температуру, давление и формирует тонкие течения (струйки, ручейки, триклы). Процесс конверсии вызывает перестроение структуры течения. В интрузивном режиме жидкость капли плавно втекает в принимающую среду [5]. В импактном режиме внутри области контакта жидкостей формируются радиальные струйки [6], которые ускоряются на ее границе. Следы струек образуют линейчатые структуры на поверхности каверны и венца [7]. Разлет брызг с выступающих шипов – продолжений струек, нарушает условие сплошности среды [8].

Учет реального состава и термодинамики жидкости обеспечивает применение системы фундаментальных уравнений механики гетерогенных жидкостей. При этом течения жидкостей определяются как перенос импульса, энергии и вещества, сопровождающийся самосогласованными изменениями других физических величин [9]. Перенос энергии и вещества, который также наблюдается в природе и опытах, называется процессом.

Классификация структурных компонентов периодических течений, основанная на полных решениях линеаризованной фундаментальной системы и ее редуцированных подсистем, включает различные волны (акустические, инерциальные, внутренние и поверхностные гравитационные или гибридные) и лигаменты – неотделимые от волн тонкие течения. В гетерогенной жидкости лигаменты образуют, прослойки и волокна, составляющие структуру среды [10]. Формирование лигаментов обеспечивается процессами трансформации внутренней энергии, ускоряющими течения в областях уничтожения свободной поверхности жидкости или ассоциатов химической и физической природы.

Все инфинитезимальные периодические течения описываются функциями одного вида, в которых отличаются отношения действительной и мнимой части комплексных волновых векторов. В решениях для волн мнимая часть существенно меньше действительной части, в функциях для лигаментов они одного порядка. В нелинейной постановке все компоненты течений активно взаимодействуют и порождают новые элементы, усложняющие картину течений [11]. В пределе больших времен, когда механические движения затухают, в

гетерогенной жидкости сохраняются тонкие нестационарные течения, индуцированные процессами диффузии на топографии.

Лигаменты – тонкие и протяженные компоненты течений. Их поперечные масштабы определяются кинетическими коэффициентами и главными параметрами процессов, такими, как частота волны, скорость потока или время его формирования. Лигаменты наблюдаются в ходе слияния свободно падающих капель в импактном режиме [6,7]. Здесь процессы конверсии доступной потенциальной поверхностной, химической, и других видов энергии, протекающие на атомно-молекулярных и супра-молекулярных масштабах порядка δ_a, формируют тонкую структуру быстро эволюционирующих течений.

Выбор системы фундаментальных уравнений механики неоднородных жидкостей в качестве методической основы позволяет проводить прямое сравнение данных расчетов и наблюдений без привлечения дополнительных гипотез, физических величин и констант. С учетом структуры течений размер области наблюдения, временное и пространственное разрешение инструментов, выбирались с учетом наблюдения крупных компонентов (каверны, венца, всплеска, капиллярных волн) и разрешения тонких лигаментов.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ ИМПАКТА СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ

Жидкость или газ определяется как сплошная текучая среда с нулевым трением покоя, которая, при наличии свободной поверхности площадью S_b, характеризуется внутренней энергией $dG = -s_e dT + VdP + S_b d\sigma + \mu dS_i$ представленной дифференциалом потенциала Гиббса [1]. Производным потенциала Гиббса G соответствуют плотность ρ и удельный объем $V = 1/\rho$, энтропия s_e, давление P, температура T, концентрация i - го растворенного вещества S_i (или взвешенных части), химический потенциал i – ой компоненты раствора μ_i, коэффициент поверхностного натяжения σ. Давление, как и плотность, имеет термодинамический и прямой механический смысл, определяемый фундаментальными уравнениями течений жидкостей. Молекулярный перенос импульса, температуры и вещества характеризуют коэффициенты кинематической ν или динамической μ_i вязкости, температуропроводности κ_T и диффузии κ_S. Среду также отмечают скорости распространения волн (звуковых c_s, электромагнитных c_l), параметр переноса зарядов – удельная электропроводность η и коэффициент преломления света n.

Описание процессов отрыва капли, падения в воздушной среде и слияния с покоящейся принимающей жидкостью проводится на основе полной системы уравнений и физически обоснованных граничных условий [9, 10]. В число основных размерных параметров изучаемых течений входят потенциалы Гиббса капли G_d, воздушной среды G_a и принимающей жидкости G_t, (индексы обозначают принадлежность параметра), плотности сред $\rho_{d,a,t}$, кинематическая $\nu_{d,a,t}$ и динамическая $\mu_{d,a,t}$ вязкости контактирующих сред; полные σ_d^a, σ_t^a и нормированные на плотность соответствующей жидкости коэффициенты поверхностного натяжения $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$ см^3/с^2; коэффициент диффузии окрашивающего каплю пигмента в принимающей жидкости κ_d; эквивалентный диаметр D, площадь поверхности S_d, объем V, масса M, высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g.

Полная энергия падающей капли $E_d = E_p + E_k + E_\sigma$ складывается из потенциальной энергии E_p, экстенсивной кинетической энергии с дифференциалом $dE_k = 0{,}5\rho U^2 dV$, а также ДППЭ, распределенной в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см и массой M_σ. Большая теплоемкость жидкостей позволяет пренебречь температурными эффектами при рассмотрении ряда задач.

Время передачи кинетической энергии E_k и импульса $\mathbf{P}_k = M\mathbf{v}$ капли $\Delta t = D/U$, которое определяется ее диаметром D и контактной скоростью U, составляет несколько миллисекунд и на много порядков превышает время уничтожения свободной поверхности при слиянии жидкостей $\Delta\tau = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с.

Отношения физических величин образуют наборы собственных временных и пространственных масштабов, определяющих требования к методике измерений в части выбора размера области наблюдения течений, пространственного и временного разрешения инструментов. Отношения собственных масштабов задают безразмерные отношения, использующиеся при описании капельных течений. Традиционный, неполный набор безразмерных параметров включает числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_d = UD/\nu_d$, Фруда $\mathrm{Fr}_d = U^2/gD$, Вебера $\mathrm{We}_d = U^2 D/\gamma_d$, Бонда $\mathrm{Bo} = gD^2/\gamma_d^a$, Онезорге $\mathrm{Oh}_d = \nu_d/\sqrt{\gamma_d^a D}$, Шмидта $\mathrm{Sc} = \nu_t/\kappa_t^m$.

Степень выраженности действия быстрых атомно-молекулярных процессов преобразования ДППЭ и передачи кинетической энергии капли характеризуют отношения компонентов энергии $\mathrm{R}_E = E_k/E_\sigma$ и их плотностей $\mathrm{R}_W = E_k M_\sigma / E_\sigma M$ (M_σ – объем приповерхностного шарового слоя толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см). Доля поверхностной энергии в условиях данных опытов меняется в широких пределах. В то же время, плотность поверхностной энергии всегда много больше плотности кинетической энергии в силу малости толщины слоя ее сосредоточения.

Большое число безразмерных параметров задачи отражает сложность пространственно-временной картины течений, эволюционирующей под действием нескольких одновременно протекающих процессов.

Методика экспериментов и обработки данных разрабатывалась с учетом критерия регистрации крупномасштабных компонентов капельных течений – интрузий, каверны, венца, всплеска, капиллярных волн и разрешения тонких компонентов – первичных брызг, шипов и волокон.

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ КАРТИН КАПЕЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Опыты выполнены на модифицированном Стенде для изучения тонкой структуры быстропротекающих процессов (ТСТ), в составе Уникальной исследовательской установки «ГФК ИПМех РАН» [12]. Картина течения в бассейне размером $10 \times 10 \times 7$ см^3 или $30 \times 30 \times 5$ см^3, заполненном частично дегазированной водопроводной водой или другой принимающей жидкостью, регистрировалась высокоскоростной видеокамерой Optronis CR 300×2 или фотоаппаратом. Область течения освещали два многоточечных светодиодных осветителя Optronis MultiLED со световым потоком 7700 лм, световолоконный осветитель Schott KL2500LCD с двумя световодами, а также прожектор ReyLab Xenos RH-1000 мощностью 1 кВт.

Капли свободно падали из дозатора со сменным капилляром, установленного на выбранной высоте над бассейном. Отсчет времени запускал сигнал фотодетектора, отмечающего перекрытие светового луча падающей каплей, с регулируемой задержкой (временной шаг 1мкс), задаваемой блоком управления. Зарегистрированная картина течения наблюдалась на экране блока управления экспериментом.

ЭВОЛЮЦИЯ КАРТИНЫ ТЕЧЕНИЯ В ИНТРУЗИВНОМ РЕЖИМЕ СЛИЯНИЯ КАПЛИ

Выборка кадров видеограммы картины слияния медленно падающей капли, пролетающей всего $H = 1$ см, с покоящейся жидкостью, приведена на рис. 1. Первичный контакт капли происходит плавно без образования брызг и пелены [6]. Поверхности контактирующих жидкостей объединяются и образуют единую выпуклую свободную поверхность. Капля частично распределяется по поверхности, частично плавно втекает в принимающую жидкость, где образует окрашенную интрузию чечевицеобразной формы.

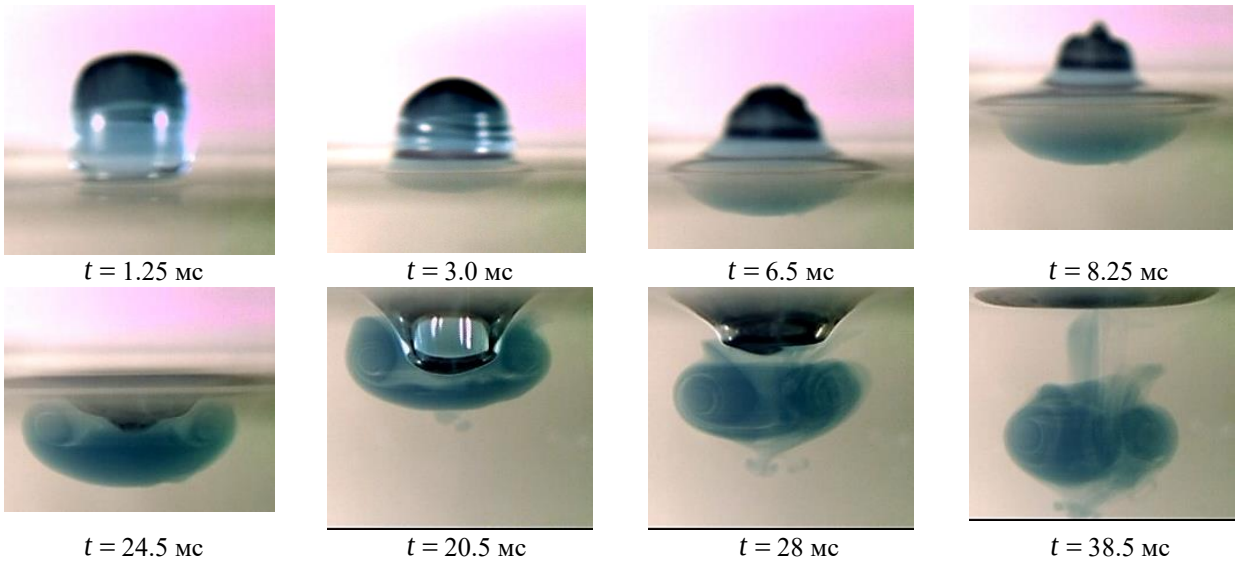


Рис. 1. Эволюция картины втекания в воду капли водного раствора чернил (разбавление 1:200; $D = 4{,}3$ мм; $U = 0{,}34$ м/с; $E_\sigma = 4$ мкДж; $E_k = 2{,}24$ мкДж; Re = 1460; Fr = 2,8; We = 6,7; Bo = 2,5; Oh = 0,0018; $R_E = E_k/E_\sigma = 0{,}56$; $R_W = 2 \cdot 10^{-5}$)

От линии контакта к вершине остатка капли бегут кольцевые капиллярные волны, диаметр и высота окрашенной интрузии постепенно увеличиваются. Образующаяся с запаздыванием около $\Delta t \sim 10$ мс каверна продвигается в толщу жидкости и отодвигает интрузию от свободной поверхности, на которой остается часть жидкости капли. В толще жидкости формируется вихревое кольцо.

Наряду с анализом традиционной картины слияния капли в боковой проекции, научный и практический интерес представляет изучение картины капельных течений в горизонтальной плоскости. Обычно регистрируется только форма свободной поверхности, однако в прозрачных средах можно проследить структуру течений и на поверхности, и в толще жидкости. При анализе данных наблюдений учитываются эффекты образования каустик, рефракции и дисперсии световых лучей, появление областей полного внутреннего отражения, в которых не наблюдаются некоторые элементы течений в толще жидкости. Выборки из видеограммы картины слияния капли при наблюдении свободной поверхности под углом 30° к вертикали представлены на рис. 2 (условия опытов такие же, как на рис. 1).

Область слияния на свободной поверхности окружает расширяющийся валик, порождающий расходящиеся кольцевые капиллярные волны. В толще жидкости формируется компактная интрузия, на свободной поверхности образуется тонкое окрашенное кольцо. Постепенно однородность окраски теряется, внутри кольца видна стенка каверны. На внешнем крае кольца возникают зазубрины.

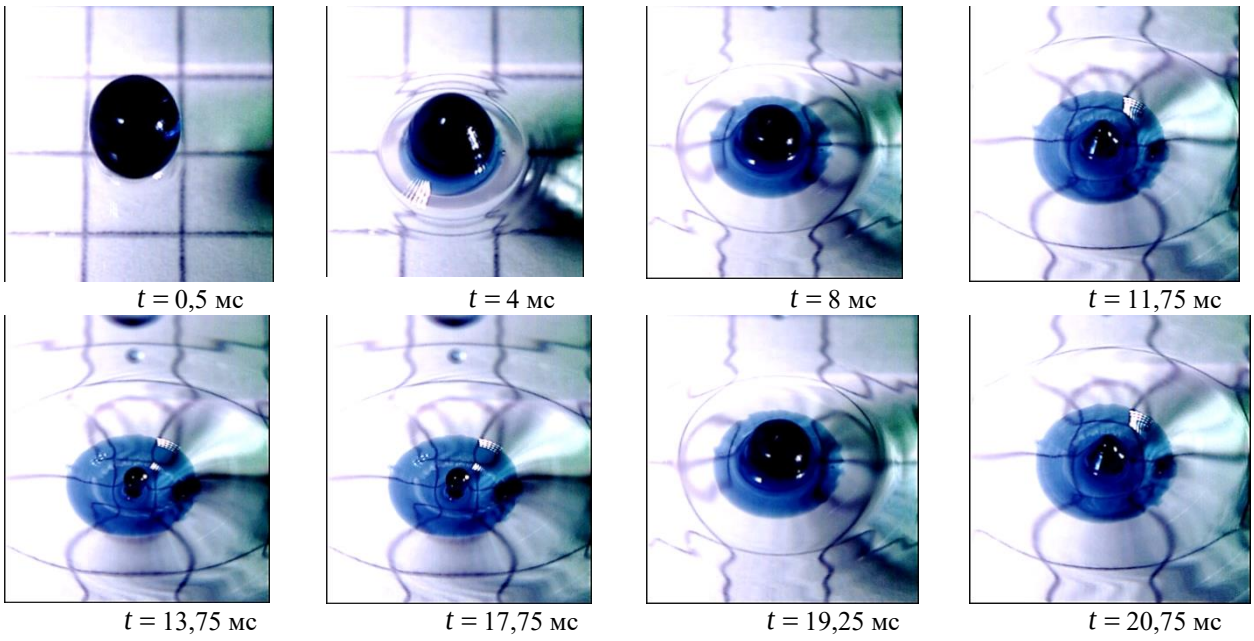


Рис. 2. Картина слияния капли водного раствора чернил (разбавление концентрация 1:1000, D = 4,3 мм) при наблюдении сверху под углом 60° к горизонту (условия опыта приведены на рис. 1)

Под действием сходящихся капиллярных волн и сопутствующих течений вершина остатка капли теряет округлую форму, в ее центральной части появляется конический выступ. Дно каверны начинает быстро проседать. Вершина остатка капли над быстро движущейся центральной частью поверхности жидкости стягивается в шар, располагающийся над коротким цилиндром. В центре течения развивается растущий аналог стримера (t = 11,75 мс). Справа в середине кадра появляется бледный треугольник – тень окрашенной втекающей жидкости. Каверна продолжает быстро углубляться, остаток капли втягивается в принимающую жидкость при t = 17,75 мс. По мере роста окрашенной интрузии тень увеличивается, ее окраска становится более плотной. В интервале $19{,}25 < t < 20{,}75$ мс погружение остатка капли сменяется резким подъемом центрального цилиндрического столбика – аналога всплеска с конической вершиной.

Проведенные опыты показывают, что при малых скоростях контакта, когда кинетическая энергия капли меньше ее поверхностной энергии $E_k < E_\sigma$, вещество капли поступает в толщу жидкости с момента первичного контакта при сохранении выпуклой формы общей свободной поверхности. Каверна – вогнутый участок жидкости с отрицательной кривизной, начинает формироваться с запаздыванием после погружения основной части капли и трансформации ее сферической донной скругленной части в цилиндрический столбик. Пакеты расходящихся капиллярных волн генерируются движущейся кромкой области слияния. Группы сходящихся капиллярных волн вызывают выраженную деформацию вершины остатка втекающей капли, дна каверны и способствуют образованию узкой центральной струйки – скрытого в каверне аналога всплеска.

Чечевицеобразные формы интрузии довольно стабильны, а формы каверны изменчивы и включают традиционные плоские и сферические участки, а также центральные участки цилиндрической формы, которые движутся с различной скоростью.

ПЕРЕНОС ВЕЩЕСТВА КАПЛИ В ИМПАКТНОМ РЕЖИМЕ СЛИЯНИЯ

В отличие от плавного втекания медленной капли [6], при высоких скоростях контакта, капля распадается на отдельные тонкие струйки, которые оставляют следы – окрашенные волокна на поверхности каверны и венца в принимающей жидкости [7]. Струйки прорывают кромку венца и формируют шипы, с вершин которых вылетают мелкие брызги [8]. Каверна

начинает формироваться с момента первичного контакта жидкостей. Представленные на рис. 3 выборки из видеофильма иллюстрируют эволюцию картины течения в боковой проекции в импактном режиме слияния при контактной скорости капли $U = 3{,}1$ м/с.

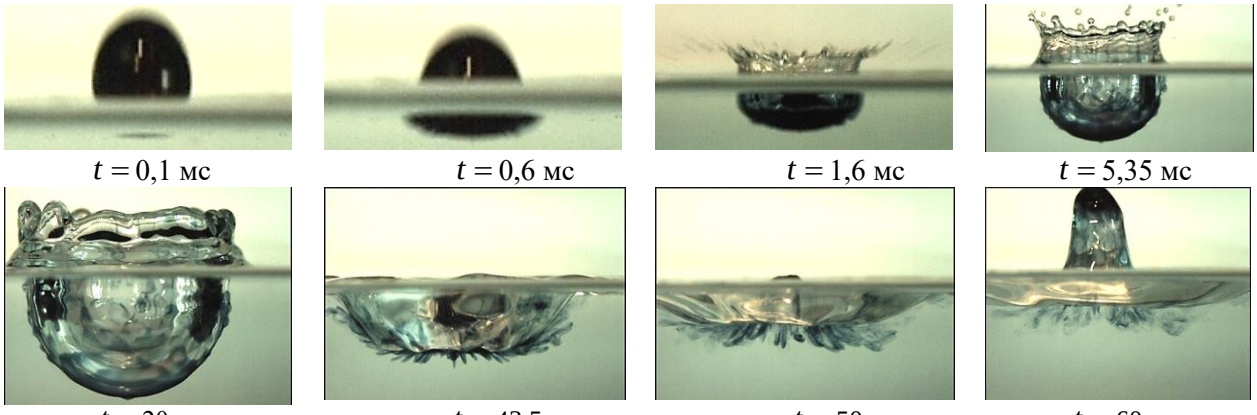


Рис. 3. Эволюция картины течения в импактном режиме при слиянии капли водного раствора чернил (разбавление 1:100) с водой ($D = 4{,}3$ мм; $U = 3{,}1$ м/с; $E_\sigma = 4{,}2$ мкДж; $E_k = 200$ мкДж; Re = 13300; Fr = 230; We = 570; Bo = 2,5; Oh = 0,0018; $R_E = E_k/E_\sigma = 48$; $R_W = 166 \cdot 10^{-5}$)

Окрашенная полоска – дно каверны в принимающей жидкости, начинает формироваться с момента первичного контакта капли, энергично расширяется и углубляется (скорость движения нижней кромки составляет $u_i = 1{,}1$ м/с). Границы области окрашенной жидкости нерегулярные, на них видны отдельные тонкие струйки, разделенные более широкими впадинами при $t = 0{,}6$ мс. Вещество капли распределено неравномерно по поверхности каверны, прослеживаются отдельные волокна, особенно в левой части рис. 3 при $t = 1{,}6$ мс. Начало погружения венца при $t = 5{,}35$ мс и уменьшение скорости его расширения сопровождается генерацией группы капиллярных волн и вылетом более крупных капелек.

Спадание венца сопровождается ростом амплитуд бегущих вниз от его кромки капиллярных волн, картина распределения вещества краски становится более сложной. В толщу жидкости начинают проникать отдельные вихорьки, образующиеся по узлам сетки окрашенных волокон ($t = 20$ мс). С началом схлопывания каверны высота верхнего слоя увеличивается, нижние слои стягиваются, вихорьки вытягиваются в петли, длина которых растет по мере уменьшения глубины каверны ($t = 60$ мс). С появлением всплеска связывается дальнейшее усложнение волокнистой структуры течения, дальнейшая эволюция которой прослежена в [13].

Выборка из видеофильма картины течения при фронтальном наблюдении приведена на рис. 4. Первичный контакт капли разбавленного раствора чернил, падающей со скоростью $U = 3{,}1$ м/с с покоящейся жидкостью сопровождается образованием системы тонких радиальных струек шириной не более $\delta_w < 0{,}07$ мм, отстоящих на расстояние $\delta l_\varphi \sim 0{,}1 \ldots 0.2$ мм, которые выступают за кромку капли не более чем на $\delta r_t \sim 0{,}4$ мм ($t = 0{,}1$ мс). В центре картины течения при $t = 1{,}1$ мс располагается остаток капли, от линии слияния которого с принимающей жидкостью по дну и стенкам каверны радиально растекаются тонкие окрашенные струйки шириной $\delta_w < 0{,}3$ мм с шагом $\delta l_\varphi \sim 0{,}6 \ldots 0{,}7$ мм.

Окрашенное вещество капли и принимающая жидкость проникают в шипы, выступающие из венца каверны, и в отдельные капельки, последовательно вылетающие с их вершин, которые движутся быстрее падающей капли [8]. По мере эволюции картины течения усложняется картина распределения вещества капли по дну каверны. На стенках венца сохраняется радиальное распределение волокон, на дне каверны образуется ретикулярная формация с треугольными ячейками с выраженными кольцевыми границами. По мере роста размеров венца и каверны контрастность окраски падает в силу разбавления. В изображениях отдельных зубцов отчетливо просматриваются точечные распределения пигмента капли.

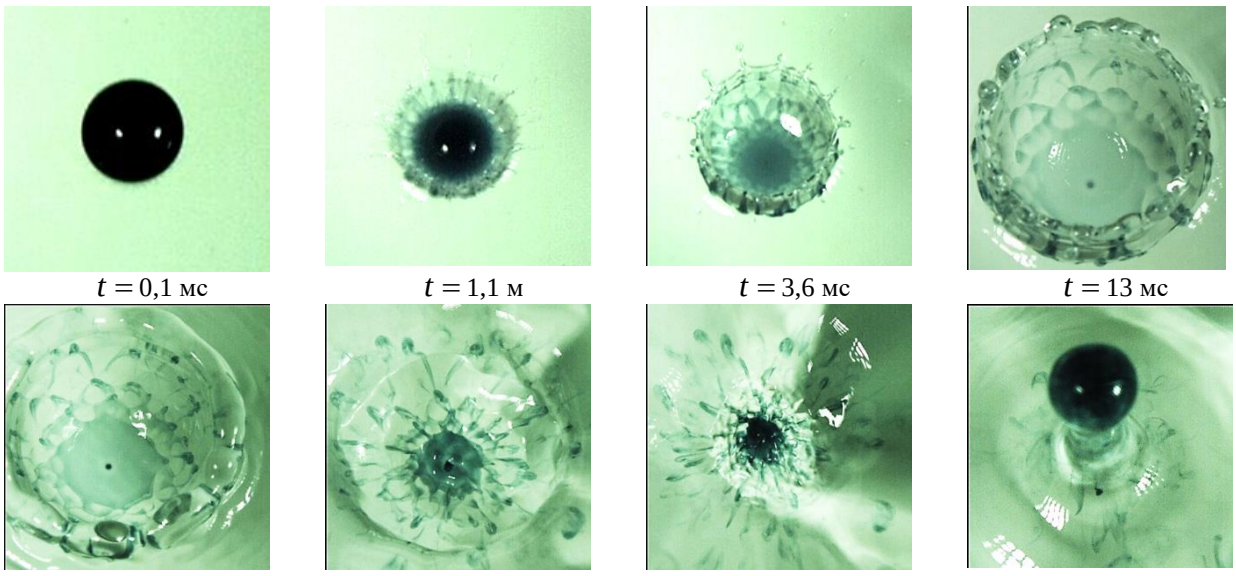


Рис. 4. Эволюция картины течения в импактном режиме при слиянии капли водного раствора чернил (разбавление 1:100) с водой ($D = 4{,}3$ мм; $U = 3{,}1$ м/с; $E_\sigma = 4$ мкДж; $E_k = 200$ мкДж; Re = 13300; Fr = 230; We = 570; Bo = 2,5; Oh = 0,0018; $\mathrm{R}_E = E_k / E_\sigma = 48$; $R_W = 166 \cdot 10^{-5}$)

Вещество капли движется по границам ячеек и собирается в узлах, под которыми формируются окрашенные струйки, пронизывающие дно каверны. При $t = 28{,}5$ мс. в течении выделяются три яруса. Растущий всплеск искажает форму дна каверны и видоизменяет картину распределения пигмента на дне каверны. Здесь ярко окрашенной становится центральная часть с выраженными радиальными петлями ($t = 40{,}5$ мс). Внутри всплеска пигмент также распределяется неравномерно, он концентрируется в выступах диаметрами $\delta d = 1{,}2 \ldots 1{,}3$ мм, разделенных прозрачными впадинами.

Всплеск, на вершине которого формируется капля диаметром $d_s^1 = 3{,}64$ мм, окружает возмущенной область поверхности жидкости, в которой выделяется группа кольцевых капиллярных волн длиной $\lambda_c \sim 1$ мм. В картине распределения пигмента наиболее выраженными элементами становятся вихревые петли. Наиболее плотно окрашенной оказывается вершина всплеска (рис. 4, $t = 47$ мс).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В отсутствие полного математического описания течений, интерес представляет обсуждение физической природы эволюции картины течений на основе анализа общих свойств системы фундаментальных уравнений с физически обоснованными граничными условиями [9], которая определяет течение как перенос независимых физических величин – вещества, импульса и энергии и включает анализ процессов трансформации внутренней энергии.

Подлетающая капля характеризуется массой M, импульсом $\mathbf{p} = M\mathbf{U}$, имеющим в данных опытах только вертикальную компоненту, и полной энергией $E_t = E_k + E_p + E_i$, включающей кинетическую и потенциальную энергию в поле силы тяжести, а также внутреннюю энергию, для описания которой рекомендуется использовать потенциал Гиббса [1, 9].

Схема распределения термодинамических потенциалов в жидкости приведена на рис. 5. Здесь G_f – потенциал Гиббса в толще жидкости *I*, G_σ – в приповерхностном слое *II*, G_s – на контактной поверхности *III*. Обычно принимается, что в толще жидкости *III* на схеме, представленной на рис. 5а, выражение для дифференциала Гиббса имеет простой вид

$dG_f = -sdT + VdP$. Сложность надмолекулярной внутренней структуры жидкостей [1-4], которая в жидкостях непрерывно перестраивается в силу внутренних причин и внешних воздействий, учитывается введением дополнительного члена $dG_f = -sdT + VdP + dG_{st}$.

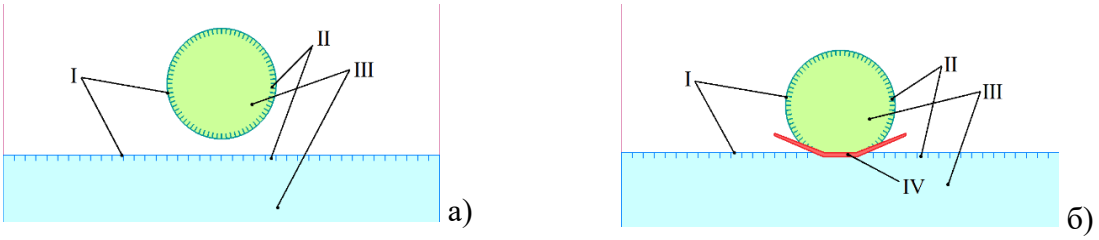


Рис. 5. Схема распределения потенциала Гиббса: *а*) – в приближающейся капле и принимающей жидкости; *б*) – в момент первичного контакта, сопровождающегося уничтожением контактных поверхностей сливающихся жидкостей и трансформацией поверхностной энергии в другие формы

Анизотропия атомно-молекулярных взаимодействий вблизи контактной поверхности сред создает избыток энергии, включающий доступную потенциальную поверхностную энергию, химическую и другие виды внутренней энергии, который может трансформироваться в механическую энергию течений жидкости, а также работу по созданию новой свободной поверхности в течениях жидкостей. Изменение внутренней энергии также приводит к перераспределению и разделению веществ, обеспечивает протекание химических реакций, меняющих состав жидкостей.

Заметные вариации атомно-молекулярного строения вещества наблюдаются в приповерхностном слое толщиной в несколько молекулярных размеров $\delta_s \sim 10^{-6}$ [2], примыкающем к контактной поверхности капельных жидкостей, которая характеризуется поверхностным давлением и дополнительной внутренней энергией. Соответственно, дифференциал потенциала Гиббса в приповерхностном слое, обозначенном символом *II* на рис. 5, принимает вид $dG_\sigma = -sdT + VdP - S_\sigma d\sigma$ [9].

Наибольшие изменения атомно-молекулярного строения вещества зарегистрированы непосредственно на границе жидкость – газ *I*, где жидкости могут распадаться на ионные кластеры с формированием поверхностного заряда. Методами оптической и рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии установлено, что плотность, диэлектрическая проницаемость, дипольной момент в толще жидкости и в структурно выделенном поверхностном слое толщиной в несколько молекулярных размеров $\delta_s \sim 10^{-7}$ заметно отличаются [14, 15]. Здесь в выражении для термодинамического потенциала $dG_s = -sdT + VdP - S_b d\sigma + \mu_n dN_n$ появляются члены, зависящие от химического потенциала μ_n и дифференциала концентрации соответствующих компонентов dN_n.

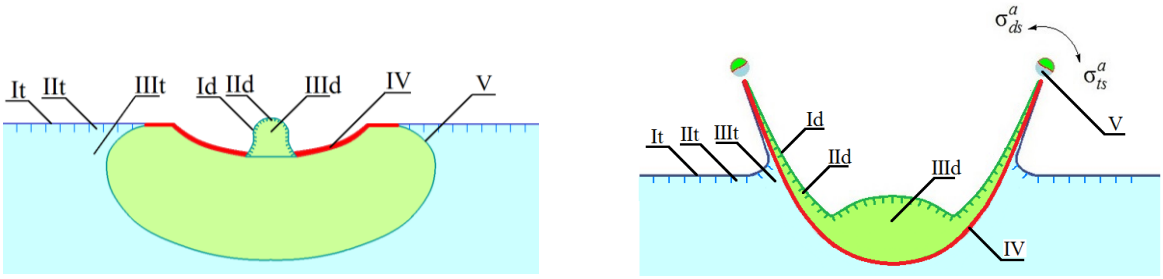
При слиянии подлетающей капли с принимающей жидкостью со скоростью $U \sim 1$м/с границы уничтожаются за время порядка $\tau_s \sim 10^{-10}$с, а приповерхностные слои сливаются за время порядка $\tau_\sigma \sim 10^{-8}$с. При уничтожении свободной поверхности доступная потенциальная поверхностная энергия $G_s - G_f$ и $G_\sigma - G_f$ преобразуется в возмущения температуры, давления и энергию механического движения. Одновременно в жидкость передается и часть кинетической энергии капли, величина которой заметно меньше ДППЭ в приповерхностном слое.

Освободившая при слиянии жидкостей энергия остается в тонком двойном энергонасыщенным слое (ДЭНС) толщиной порядка δ_σ см, который образуется за время τ_σ .по мере продвижения внешней границы области слияния жидкостей (слой IV на схеме рис. 5б). В этой части течения в выражении для термодинамического потенциала пропадает слагаемое $-S_b d\sigma$, поскольку энергия поверхностного натяжения переходит в другие формы. Толщина образующегося двойного энергонасыщенного слоя IV растет под действием процессов молекулярной диффузии вещества и импульса. При этом часть ДППЭ расходуется

на формирование быстрого тонкого течения объединенного слоя начальной толщиной порядка δ_σ, содержащего уничтоженную часть свободной поверхности слившейся капли и принимающей жидкости.

При первичном контакте вершины капли вылетающий двойной слой формирует тонкую пелену *IV,* которая экспериментально зарегистрирована в ряде опытов. По мере погружения все большая часть капли вливается в принимающую жидкость и передает все большую часть кинетической энергии, пропорционально перешедшей массе. Сценарий дальнейшего развития течения зависит от скорости капли.

При малых скоростях в момент первичного контакта жидкости в процессе слияния тонкий поверхностный слой отщепляется и образует кольцо окрашенной жидкости. Часть капли втекает в толщу принимающей жидкости и формирует интрузию (рис. 6а).



а) б)

Рис. 6. Схемы течений при слиянии капли в интрузивном – (*а*) и импактном – (*б*) режимах: *Id* и *It* – поверхностный слой капли и принимающей жидкости, *IId* и *IIt* – приповерхностный слой, *IIId* и *IIIt* – вещество капли и жидкости, *IV* – энергонасыщенный слой объединения жидкостей, *V(а)* – граница интрузии, *V(б)* – вылетающие с вершин шипов брызги

При большой скорости капли отщепляется более толстый слой жидкости. При этом стенка каверны утолщается. Дальнейшее погружение капли инициирует процессы формирования тонкой пелены, на внешней кромке которой появляются тонкие шипы. С вершин шипов вылетают мелкие капельки (брызги). Здесь остаток капли и принимающую жидкость разделяет тонкий быстро движущийся энергонасыщенный слой *IV*, сменивший поверхность контакта сред (рис. 6б). Жидкость внутри него распадается на отдельные относительно медленно и быстро движущиеся струйки, покрывающие дно и стенки каверны. Струйки деформируют поверхность жидкости и формируют восходящий кольцевой венец, который на начальном этапе слияния переходит в тонкую пелену. Более быстрые окрашенные струйки, формирующие полосчатые структуры на стенках венца, создают на его верхней кромке зубцы с тонкими шипами на вершине. С кончиков зубцов вылетают капельки (брызги).

Дальнейшие этапы эволюции течения – формирование каверны, венца с зубцами на внешней кромке, всплеска (струйки Рэлея или кумулятивной), вторичных каверн, газовых пузырей, капиллярных волн и звуковых пакетов изучены теоретически и экспериментально достаточно подробно в ряде работ. Результаты переносятся на течения в индустриальных и природных условия подстановкой реальных значений геометрических, физических и энергетических величин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Усовершенствованная методика наблюдения течений прозрачных сред позволяет одновременно регистрировать форму свободной поверхности и тонкую структуру картины переноса вещества свободно падающей капли в покоящейся жидкости. Эволюция картины капельных течений прослежена в широком диапазоне определяющих размерных и безразмерных параметров.

При малых скоростях капли, когда доступная потенциальная поверхностная энергия превышает кинетическую энергию капли, в жидкости образуется интрузия, трансформирующаяся в кольцевой вихрь.

При больших контактных скоростях, когда кинетическая энергия капли много больше ДППЭ, каверна начинает формироваться с момента первичного контакта. В области контакта сред формируются быстрые струйки, растекающиеся в тонком слое в окрестности следа уничтожаемой контактной поверхности на дне каверны и стенках венца. Волокнистые следы струек образуют характерные линейчатые и сетчатые структуры на поверхности жидкости. Непрерывно перестраивающаяся волокнистая картина распределения вещества длительное время сохраняется в толще принимающей жидкости и постепенно сглаживается процессами молекулярной диффузии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты проведены на стендах УИУ «ГФК ИПМех РАН». Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 19-19-00598-П "Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью", https://rscf.ru/project/19-19-00598/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Feistel R.** Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond // Ocean Sciences. 2018. V. 14. P. 471–502.
2. **Эйзенберг Д., Кауцман В.** Структура и свойства воды. Л-д: Гидрометеоиздат. 1975. 280 с.
3. **Маленков Г.Г.** Структура и динамика жидкой воды // Журнал структурной химии. 2006. Т. 47. Приложение. С. S5-S35.
4. **Offei-Danso A., Morzan U.N., Rodriguez A., Hassanali A., Jelic A.** The collective burst mechanism of angular jumps in liquid water // Nat Commun. 2023. V.14. P. 1345.
5. **Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T.** Early azimuthal instability during drop impact // J. Fluid Mech. 2018. Vol. 848. p. 821-835.
6. **Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.** Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью // Докл. РАН. 2021. Т. 497. С. 31-35.
7. **Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.** Полосчатые структуры в картине распределения вещества капли по поверхности жидкости // Докл. РАН. 2018. Т. 481. № 2. С. 145 -150.
8. **Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю.** Множественные выбросы брызг при ударе капли // Докл. РАН. 2020. Т. 494. С. 42-46.
9. **Chashechkin Y.D.** Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // Axioms. 2021. V. 10. Iss. 4. 286.
10. **Chashechkin Yu.D.** Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves // Math. Model. Nat. Phenom. 2018. Vol. 13. No. 2. P. 1-29.
11. **Chashechkin Yu.D.** Conventional partial and new complete solutions of the fundamental equations of fluid mechanics in the problem of periodic internal waves with accompanying ligaments generation // Mathematics. 2021. V. 9(6). No. 586.
12. **УИУ “ГФК ИПМех РАН”:** Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты. Режим доступа: http://www.ipmnet.ru/uniqequip/gfk/#equip.
13. **Чашечкин Ю.Д.** Эволюция тонкоструктурного распределение вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // Изв. РАН. Физ. атм. океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 67-77.
14. **Bunkin N.F., Suyazov N.V., Shkirin A.V., Ignat’ev P.S., Indukaev K.V.** Study of Nanostructure of highly purified water by measuring scattering matrix elements of laser radiation // Phys. Wave Phenom. 2008. V. 16. P. 243-260.

15. **Teschke O., de Souza E.** Water molecule clusters measured at water/air interfaces using atomic force microscopy // Phys. Chem.–Chem. Phys. 2005. V. 7. P. 3856-3865.

Chashechkin Yu.D.

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Russia,
119526, Moscow, Prospekt Vernadskogo 101/1, E-mail: yulidch@gmail.com

O**BSERVATIONS OF THE FREE FALLING DROP IMPACT FLOWS**

ABSTRACT

In the experiments two modes of coalescence of a free-falling drop a fluid mixing with a deep target fluid at rest are distinguished that are slow intrusive and fast impact modes. The influence of the processes of energy transfer and transformation on the dynamics and structure of flows is analyzed. The planning of the experiment and interpretation of the data were carried out taking into account the properties of the complete solutions of the fundamental equations of the mechanics of heterogeneous fluids. The transfer of the results to flows in facilities and in the environment is discussed.

LIQUID, DROP, ENERGY, STRUCTURE, HIGH-RESOLUTION VISUALIZATION, LIGAMENTS, WAVES

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26 – 30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Смирнов В.И.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.ru

КВАНТОВЫЕ ПРЕДЕЛЫ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПОДХОД)

АННОТАЦИЯ

В системах лазерной диагностики потоков жидкости и газа важное метрологическое значение могут иметь поляризационные характеристики зондирующего излучения. Исследована предельная минимальная погрешность измерения поляризационных параметров Стокса лазерного излучения при регистрации излучения фотоприемником в схеме с поляризатором и фазовым компенсатором в режиме ограничения точности мультипликативным дробовым шумом сигнала. Рассмотрены наиболее оптимальные планы по числу точек измерений и координатам угла поворота поляризатора и фазового сдвига компенсатора. Результаты анализа подтверждены методом численного моделирования.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ПРЕДЕЛЬНАЯ ТОЧНОСТЬ, ЭФФЕКТИВНЫЕ ОЦЕНКИ, ПАРАМЕТРЫ СТОКСА, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение поляризационных устройств в лазерной технике, в лазерных системах диагностики потоков жидкости и газа [1] делает актуальной задачу прецизионного измерения характеристик поляризации излучения. Существуют разные способы измерений состояния поляризации. Изобретено множество устройств их реализующих [2]. Целью работы является определение эффективности и предельной точности поляризационных измерений на основе теории информации и нелинейного параметрического оценивания [3]. Состояние поляризации квазимонохроматической волны можно задавать разными способами. Во многих случаях удобно использовать параметры Стокса, которые имеют одинаковую размерность, являются действительными величинами, и имеют наглядную интерпретацию координат точки на сфере Пуанкаре [4]. Параметры Стокса широко используются в кристаллографии и квантовой физике [5-7].

ЭФФЕКТИВНЫЕ ПЛАНЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для целей данного исследования анализ поляризационных измерений целесообразно провести, используя схему регистрации с поляризатором и фазовым компенсатором, в которой можно менять угол поворота поляризатора θ и фазовую задержку ε, вносимую компенсатором. На вход поступает анализируемое изучение, на выходе измеряется число фото отсчетов n за время регистрации для различного набора значений θ и ε.

Параметрической моделью задачи является функциональная зависимость выходной величины от факторов θ, ε и искомых параметров Стокса входного излучения. Такую модель нетрудно получить, используя формулу из [8]

$$I(\theta,\varepsilon) = I_{xx}\cos^2\theta + I_{yy}\sin^2\theta + I_{xy}e^{-i\varepsilon}\sin\theta\cos\theta + I_{yx}e^{i\varepsilon}\sin\theta\cos\theta,$$

которая выражает выходную интенсивность для произвольных факторов θ,ε через элементы матрицы когерентности **J** квазимонохроматического излучения

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} I_{xx} & I_{xy} \\ I_{yx} & I_{yy} \end{pmatrix},$$
$$I_{xx} = \langle E_x E_x^* \rangle \quad I_{yy} = \langle E_y E_y^* \rangle \quad I_{xy} = \langle E_x E_y^* \rangle \quad I_{yx} = \langle E_y E_x^* \rangle,$$

где E_x, E_y – проекции светового вектора на оси координат, угловые скобки – знак статистического усреднения; звездочка – знак комплексного сопряжения.

Используя известную связь между параметрами Стокса и элементами матрицы когерентности

$$s_0 = I_{xx} + I_{yy} \quad s_1 = I_{xx} - I_{yy} \quad s_2 = I_{xy} + I_{yx} \quad s_3 = i(I_{xy} - I_{yx}),$$

для искомой модели найдем

$$I(\theta,\varepsilon,s) = \frac{s_0}{2} + \frac{s_1}{2}cos(2\theta) + \frac{s_2}{2}sin(2\theta)cos(\varepsilon) + \frac{s_3}{2}sin(2\theta)sin(\varepsilon). \quad (1)$$

Формула (1) задает 2-факторную 4-параметрическую модель. Факторы: θ – угол поворота анализатора, ε – сдвиг фаз, задаваемый компенсатором. Параметрами модели являются параметры Стокса, обозначенные вектором **s** = (s_0, s_1, s_2, s_3).

Качество оценок вектора параметров **s** = (s_0, s_1, s_2, s_3) удобно характеризовать дисперсионной матрицей, диагональные элементы которой дают дисперсии оценок параметров, а недиагональные элементы характеризуют взаимную коррелированность соответствующих оценок.

Согласно теореме Рао-Крамера [3] существует нижняя граница для дисперсионной матрицы оценок, называемая минимальной дисперсионной матричной границей (МДМГ). Она определяет теоретическую предельную точность совместного оценивания параметров, потенциально достижимую при заданной статистике погрешностей измерений, при полном использовании информации, полученной из эксперимента с учетом априорных данных.

Дисперсионная матричная граница оценок параметров Стокса определяется как матрица, обратная информационной матрице **IM**

$$\mathbf{DM} = (\mathbf{IM})^{-1}. \quad (2)$$

В нашем случае согласно [9] в режиме ограничения мультипликативным дробовым шумом сигнала при выбранной нормировке

$$\mathbf{IM}_{ij} = \sum_{k=0}^{m-1}\sum_{l=0}^{n-1}\frac{1}{I(\theta_k,\varepsilon_l;s)}\frac{\partial}{\partial s_i}[I(\theta_k,\varepsilon_l;s)]\frac{\partial}{\partial s_j}[I(\theta_k,\varepsilon_l;s)], \quad (3)$$

Формула (3) позволяет рассчитать информационную матрицу для любого набора точек в плоскости (θ, ε). Далее будем оценивать нормированные матрицы, приведенные к единичному общему времени измерения T и единичной интенсивности (s_0 = 1) анализируемого излучения на входе измерителя.

Исследования [4] позволили выявить два наиболее перспективных плана измерений. Оба

плана предполагают измерения в шести точках с разными параметрами θ, ε и представлены в таблицах 1 и 2.

Табл. 1. План А

№	1	2	3	4	5	6
θ	0	π/2	π	0	π/2	π
ε	0	0	0	π/2	π/2	π/2

Табл. 2. План Б

№	1	2	3	4	5	6
θ	0	π/2	π/4	3π/4	π/4	3π/4
ε	0	0	0	0	π/2	π/2

В случае мультипликативного шума результаты зависят от координат точки на сфере Пуанкаре. Представим сферическую поверхность в декартовых прямоугольных координатах, где по оси абсцисс откладывается широта 2ψ, а по оси ординат – долгота 2χ. При таком представлении сферическая поверхность трансформируется в прямоугольник на плоскости, меридианы превращаются в параллельные вертикальные линии, а параллели растягиваются тем сильнее, чем ближе они к полюсам. Полюсные точки превращаются в горизонтальные линии.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Результаты можно представить в виде цветных карт, шкалы цветов которых показаны на рисунке 1. Результаты расчета с использованием 100-уровневой радужной шкалы цветов для измерений по планам А и Б представлены на рисунке 2.

Рис 1. Шкалы цветов в результатах расчета

На всех рисунках по вертикальной шкале по умолчанию имеем координаты долготы 2χ от -90° до +90°, по горизонтальной шкале – координаты широты 2ψ от -0° до +360° точки на сфере Пуанкаре. Числовой диапазон карт представлен таблицей 3.

Табл. 3. Числовой диапазон карт

План А – равномерный		План Б – оптимальный [2]	
min($\mathbf{D}_{00}$) = 2	max($\mathbf{D}_{00}$) = 2	min($\mathbf{DM}_{00}$) = 2	max($\mathbf{DM}_{00}$) = 2
min($\mathbf{D}_{01}$) = -2	max($\mathbf{D}_{01}$) = 2	min($\mathbf{DM}_{01}$) = -2	max($\mathbf{DM}_{01}$) = 2
min($\mathbf{D}_{02}$) = -2	max($\mathbf{D}_{02}$) = 2	min($\mathbf{DM}_{02}$) = -2	max($\mathbf{DM}_{02}$) = 2
min($\mathbf{D}_{03}$) = -2	max($\mathbf{D}_{03}$) =2	min($\mathbf{DM}_{03}$) = -2	max($\mathbf{DM}_{03}$) =2
min($\mathbf{D}_{11}$) = 2	max($\mathbf{D}_{11}$) = 6	min($\mathbf{DM}_{11}$) = 2	max($\mathbf{DM}_{11}$) = 6
min($\mathbf{D}_{12}$) = -2	max($\mathbf{D}_{12}$) = 2	min($\mathbf{DM}_{12}$) = -1	max($\mathbf{DM}_{12}$) = 1
min($\mathbf{D}_{13}$) = -2	max($\mathbf{D}_{13}$) = 2	min($\mathbf{DM}_{13}$) = -1	max($\mathbf{DM}_{13}$) = 1
min($\mathbf{D}_{22}$) = 2,834	max($\mathbf{D}_{22}$) = 12	min($\mathbf{DM}_{22}$) = 2	max($\mathbf{DM}_{22}$) = 6
min($\mathbf{D}_{23}$) =-1,607	max($\mathbf{D}_{23}$) =1,607	min($\mathbf{DM}_{23}$) =-1	max($\mathbf{DM}_{23}$) =1
min($\mathbf{D}_{33}$) = 2,834	max($\mathbf{D}_{33}$) = 12	min($\mathbf{DM}_{33}$) = 2	max($\mathbf{DM}_{33}$) = 6

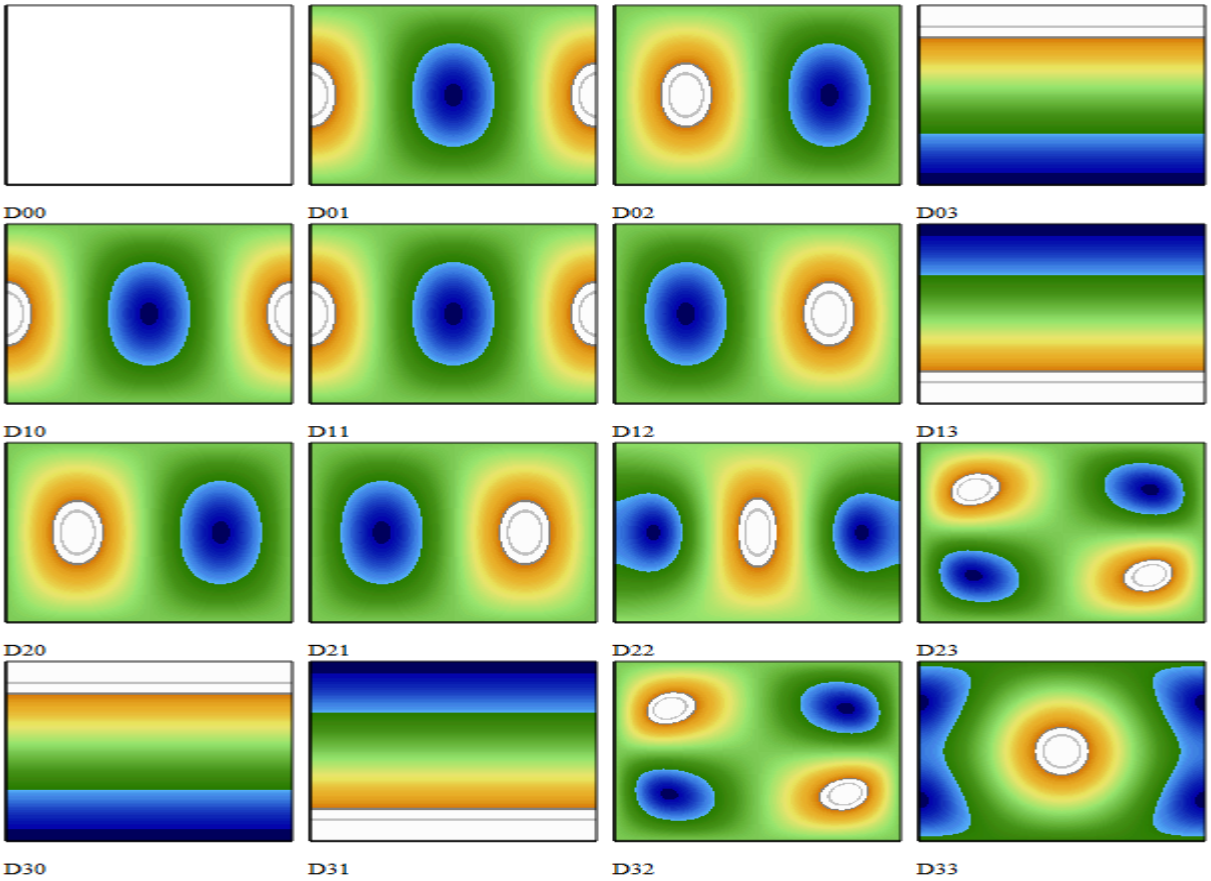


Рис 2. План А – равномерный

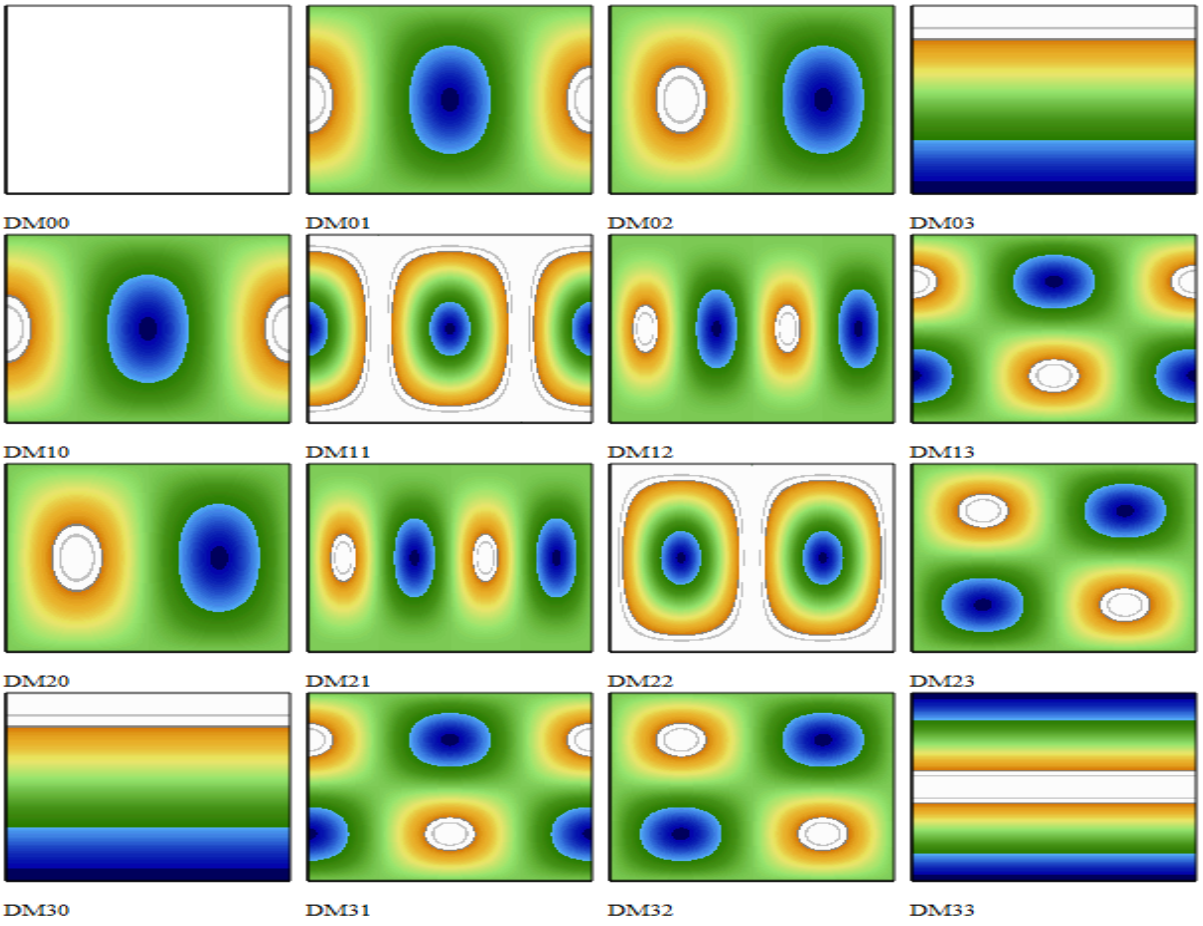


Рис 3. План Б – оптимальный [2]

Отметим, что в условиях нормального аддитивного шума [4] данная таблица была представлена двумя матрицами, поскольку оценки не зависели от координат точки на сфере Пуанкаре:

$$\mathbf{DN}_A = \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 16 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 16 \end{pmatrix}$$

и

$$\mathbf{DN}_Б = \begin{pmatrix} 4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 12 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 12 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 12 \end{pmatrix}.$$

Сравнение результатов в условиях мультипликативного шума представлено на рисунке 4. Светлые области на рисунке 4 – это те области сферы Пуанкаре, где план А дает более точные оценки, чем план Б.

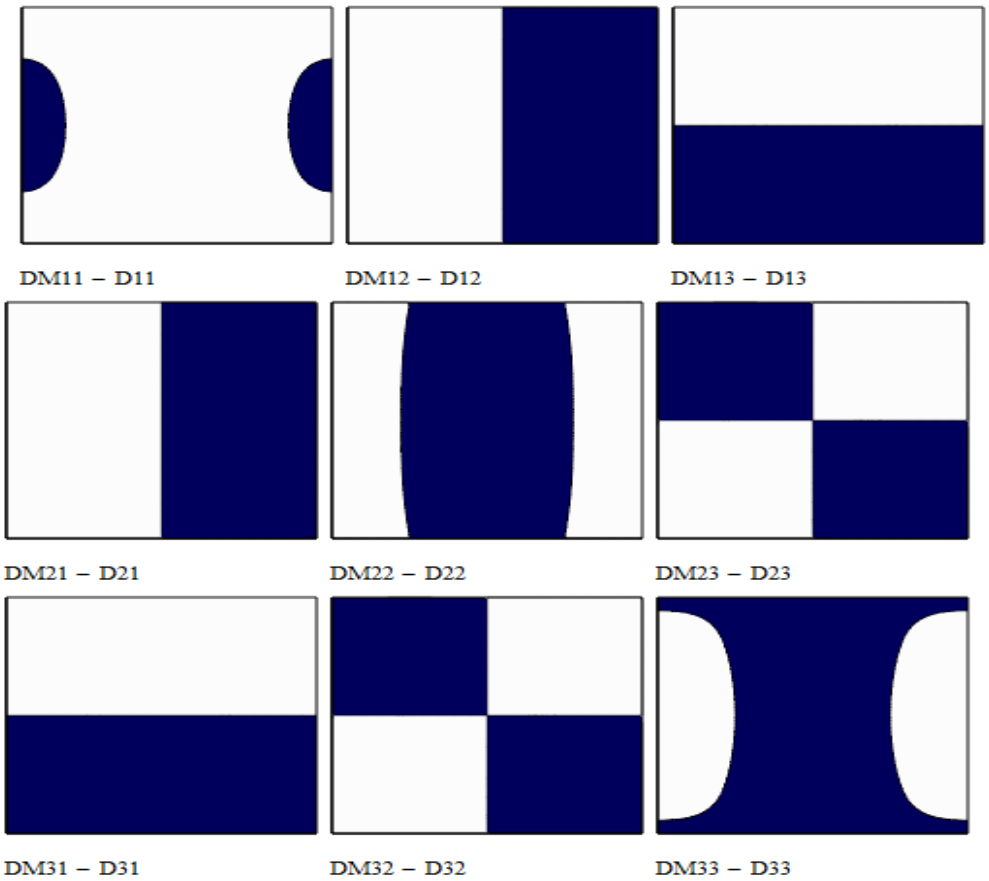


Рис 4. Сравнение планов А и Б с использованием 2-уровневой шкалы цветов

При расчете относительных погрешностей оценок параметров Стокса в условиях доминирования квантового шума сигнала следует исходить из того, что $\Delta s_0/s_0 \approx 1/\sqrt{n}$, где n – среднее число фото-отсчетов за время регистрации τ. Рассмотрим конкретный пример из области из лазерной анемометрии [10]. Пусть рассевающая частица пролетает через измерительный объем длиной $\Delta x = 100$ мкм со скоростью $u = 1$ м/с. Мощность регистрируемого фотоприемником рассеянного светового потока составляет $P_{sg} = 10^{-8}$ Вт.

Время регистрации $\tau = \Delta x/u$ составит $\tau = 100$ мкс. Энергия одного кванта излучения $h\nu = 3{,}1 \times 10^{-19}$ Дж. Квантовую эффективность фотокатода оценим как $\eta = 0{,}2$. Оценивая среднее число фото-отсчетов за время регистрации по формуле $n = \eta P_{sg} \Delta x/u\ h\nu$, получим, что $n \approx 10^6$ и $\Delta s_0/s_0$ составит около 0,1%. При скорости потока 100 м/с эта погрешность составит около 10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое исследование позволяет оценить предельную точность измерения поляризационных параметров Стокса лазерного излучения, определяемую квантовым шумом сигнала при регистрации излучения фотоприемником в схеме с поляризатором и фазовым компенсатором.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

IM – информационная матрица;
IN – нормированная информационная матрица;
DN – нормированная дисперсионная матрица оценок параметров Стокса;
J – матрица когерентности;
θ – угол поворота анализатора;
ε – фазовый сдвиг, вносимый компенсатором;
s = (s_0, s_1, s_2, s_3) – вектор параметров Стокса;
ψ – угол наклона большой оси эллипса поляризации к оси *X*;
χ – угол: tan(χ)=*b*/*a*, *b*/*a* – отношение длин осей эллипса поляризации;
δ – фазовый сдвиг поляризованной части световых колебаний вдоль осей *X* и *Y*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ринкевичюс Б.С.** Лазерная доплеровская анемометрия. М.: Кнорус. 2017.
2. **Борн** М., **Вольф** Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
3. **Бард Й.** Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика. 1979. 349 с.
4. **Смирнов В.И.** Эффективные оценки параметров Стокса частично поляризованного излучения в условиях нормального аддитивного шума // Измерительная техника. №10. 2018. С. 35-40.
5. **А.С. Акентьев, А.Л. Соколов, М.А. Садовников, Г.В. Симонов**. Поляризационный анализ системы наведения квантово-оптических систем // Оптика и спектроскопия. Т. 122, № 6. 2017. С. 1044-1050.
6. **Sokolov A.L.** Optical vortices with axisymmetric polarization structure // Optical Engineering. № 56(1). 2017. P. 014109.
7. **Ахметов И.И., Фролов П.Н., Ринкевичюс Б.С., Киселёв А.В., Тавров А.В.** Ахроматический 3D интерферометр для контроля и анализа качества волнового фронта // ИТ. № 8. 2013. С. 28-30.
8. **Смирнов В.И.** Формулы для оптимальных оценок поляризационных параметров Стокса при аддитивно-мультипликативном шуме // Оптические методы исследования потоков: Труды XVI Международной научно-технической конференции. М.: Издательство «Перо», 2021. С. 224-229.
9. **Smirnov V.I.** Visualization of the variance boundaries for the polarization parameters of light on the Poincare sphere // Scientific Visualization. Vol. 11, №5. P. 35-45.
10. **Smirnov V.I.** Computer visualization of turbulent parameter fields in a round jet based on laser Doppler and fiber optics measurements // Scientific Visualization. Vol. 13, №3. 2021.P. 82-92.

Smirnov V.I.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: smirnovvi-mpei@yandex.

QUANTUM LIMITS OF ACCURACY OF MEASUREMENTS OF POLARIZATION CHARACTERISTICS OF LASER RADIATION (PARAMETRIC APPROACH)

In systems of laser diagnostics of liquid and gas flows, the polarization characteristics of the probing radiation can have an important metrological significance. The limiting minimum error of measuring the polarization parameters of the Stokes laser radiation when registering radiation by a photodetector in a circuit with a polarizer and a phase compensator in the mode of limiting accuracy by multiplicative shot noise of the signal is investigated. The most optimal plans for the number of measurement points and the coordinates of the rotation angle of the polarizer and the phase shift of the compensator are considered. The results of the analysis are confirmed by numerical simulation.

POLARIZATION MEASUREMENTS, LIMITING ACCURACY, EFFECTIVE ESTIMATES, STOKES PARAMETERS, COMPUTER SIMULATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.361

Сапронов М.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: maks-sapronov@yandex.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОЛИДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящен решению прямой задачи рассеяния света на ансамбле сферических полидисперсных частиц. В работе представлен алгоритм компьютерного моделирования индикатрис рассеяния оптического излучения системой частиц, основанный на теории Г. Ми. Исследовано влияние относительного комплексного показателя преломления рассеивающих центров и их распределения по размерам, длины волны и состояния поляризации падающего света на компьютерные модели индикатрис рассеяния. Практическая значимость полученных результатов заключается в том, что компьютерные модели индикатрис рассеяния оказываются полезны при экспериментальном исследовании дисперсных систем методом статического рассеяния света для оптимального выбора параметров установки и условий проведения эксперимента и, что более важно, при решении обратной задачи метода статического рассеяния света для восстановления характеристик наночастиц по экспериментальным данным.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА, ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Прямая задача методов диагностики дисперсных сред, основанных на упругом рассеянии света, заключается в определении поля рассеянного и/или прошедшего излучения по известным параметрам зондирующего излучения и рассеивающего объекта. Потенциально, ее решение может быть осуществлено в рамках классической электромагнитной теории К. Максвелла без потери строгости, поскольку при упругом характере взаимодействия не происходит обмена энергией между светом и частицами вещества. В действительности же оказалось, что получить решение уравнений Максвелла применительно к задаче рассеяния света на отдельной частице во многих случаях крайне трудоемко или невозможно. А вариации морфологии и оптических свойств частиц, для которых все же было найдено решение в аналитическом виде, весьма ограничены. Поэтому, строго говоря, полная теория упругого рассеяния света на отдельной частице, а соответственно и на ансамбле частиц, в настоящее время отсутствует. Однако, существующих решений задачи рассеяния и следующих из них выводов оказалось достаточно для становления методов диагностики дисперсных сред.

Полное аналитическое решение задачи рассеяния плоской произвольно поляризованной электромагнитной волны на изотропной и однородной диэлектрической или слабо поглощающей частице сферической формы было получено Г. Ми в 1908 г [1].

Значительный вклад в решение прямой задачи упругого рассеяния излучения был сделан советским физиком К.С. Шифриным. В трудах К.С. Шифрина проведено не только детальное исследование математического аппарата теории Г. Ми, но и рассмотрены глубокие физические аспекты рассеяния света в мутных средах, проведена адаптация формул Г. Ми к виду, удобному для практического применения, проведены первые расчеты и составлены таблицы светорассеяния [2, 3].

Аналогичная работа по систематизации результатов экспериментальных исследований рассеяния света в мутных средах и разработке удобных для практического использования приближений теории Г. Ми, была выполнена Г. ван де Хюлстом [4].

Аналитическое вычисление суммы бесконечного ряда в формулах Г. Ми при произвольном радиусе частицы невозможно и на практике приходится использовать методы приближенного расчета. Появление ЭВМ открыло принципиально новые технические возможности для применения формул Г. Ми в прикладных исследованиях. В 1969 г. была опубликована монография Д. Дейрменджана, в которой представлены алгоритмы, позволяющие проводить приближенное вычисление значений комплексных амплитудных функций рассеяния по формулам Ми [5].

Систематическому и многостороннему изложению вопросов рассеяния и поглощения света малыми частицами посвящена опубликованная в 1986 г. монография К. Борена и Д. Хафмана [6].

Современные исследования, связанные с прямой задачей рассеяния света, направлены на разработку методов и поиск решений для частиц сложной формы. В работе [7] представлен метод граничных элементов с эрмитовой интерполяцией для решения задач рассеяния света на двумерных наночастицах. Показано, что в случае кругового цилиндра результаты численных расчетов отлично согласуются с классическим решением Ми (относительное отклонение порядка $10^{-5} – 10^{-6}$). При незначительном увеличении времени счета в сравнении с обычным методом граничных элементов точность метода повышена на 1 – 2 порядка. В серии работ Шаповалова К.А. получены формулы и выполнено моделирование индикатрис рассеяния в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. Так в первых его работах [8, 9] представлены выражения для расчета амплитуды и сечения светорассеяния оптически «мягкими» гексагональными цилиндрическими частицами конечной длины в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. Возможность практического использования рассеяния Рэлея для диагностики расширяют дальнейшие опубликованные работы Шаповалова К.А., в которых представлены расчеты индикатрис рассеяния для цилиндрических частиц с произвольными торцами [10], осесимметричных частиц [11], гексагональной пирамиды и иглоподобного столбика [12]. В настоящее время нужно отметить научную деятельность Фарофанова В.Г., который активно разрабатывает новые математические методы расчета индикатрис рассеяния, в том числе, в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. В его последних работах были представлены: новое решение задачи рассеяния плоской волны многослойным неконфокальным сфероидом [13], гипотеза Рэлея и ее применимость в электростатике [14], электростатическая задача для Чебышевских частиц [15], рассеяние света малыми псевдосфероидами [16], свойства Т-матрицы в приближении Рэлея [17], обобщенный метод разделения переменных в задаче рассеяния света малыми осесимметричными частицами [18].

В настоящей работе представлены алгоритм и результаты моделирования индикатрис рассеяния оптического излучения на системе полидисперсных сферических частиц, показано влияние функции распределения по размерам (ФРР) на характер рассеяния.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА МОДЕЛЕЙ ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛИДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Схема элементарного акта рассеяния приведена на рис. 1. Для определенности введена трехмерная система декартовых координат (x, y, z). В начале системы координат (точке 0) может быть расположена как отдельная рассеивающая частица, так и сферический объем различных рассеивающих частиц, которые при этом находятся в состоянии непрерывного движения. Плоская монохроматическая произвольно поляризованная волна падает в направлении оси 0y и претерпевает рассеяние в точке 0. Определение интенсивности рассеянного излучения проводится в направлении точки M, удаленной от центра рассеяния. Плоскость P_{pac}, образованная точкой наблюдения M и волновым вектором зондирующего излучения **k**, называется плоскостью рассеяния. Волновой вектор **k**s рассеянного излучения лежит в плоскости P_{pac} и направлен по отношению к вектору **k** под углом θ, который принято называть углом рассеяния. Также рассматриваются две компоненты напряженности поля падающей волны, одна из которых E_{01} (комплексная амплитуда A_{01}) ориентирована перпендикулярно плоскости рассеяния, а другая E_{02} (комплексная амплитуда A_{02}) находится в этой плоскости. Для рассеянной волны рассматриваются подобные компоненты вектора напряженности поля E_1 (комплексная амплитуда A_1) и E_2 (комплексная амплитуда A_2). Интенсивности, приведенные на единицу телесного угла, соответствующие каждой из компонент поля обозначаются I_{01}, I_{02}, I_1 и I_2 соответственно.

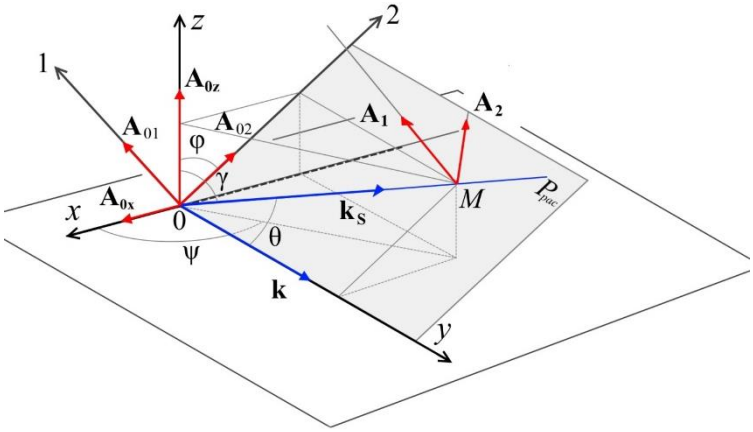


Рис. 1. Схема рассеяния плоской линейно поляризованной волны

Индикатриса рассеяния ξ(ψ, γ) – функция распределения интенсивности рассеянного излучения по всем возможным направлениям в пространстве. Для определения интенсивности излучения в единице телесного угла в некотором заданном направлении используется вектор параметров Стокса этого излучения.

Элементарный акт рассеяния произвольно поляризованной монохроматической плоской волны математически можно описать с помощью вектора Стокса и матрицы Мюллера рассеивающего объема (1).

$$\mathbf{I}(\theta)\Delta\omega = \boldsymbol{\sigma}(\theta)\mathbf{I_0}\Delta\omega_0\Delta\omega, \qquad (1)$$

где $\mathbf{I_0}$ и $\mathbf{I}(\theta)$ – вектор-столбцы вида $(I_1, I_2, U, V)^T$, $\Delta\omega_0$ – элемент телесного угла в направлении на источник, в котором распространяется падающее излучение, $\Delta\omega$ – элемент телесного угла, в котором распространяется рассеянное излучение, а $\boldsymbol{\sigma}(\theta)$ – матрица Мюллера рассеивающего объема. Элементы $\sigma_i(\theta)$ матрицы имеют единицы измерения дифференциального сечения рассеяния в единичном телесном угле.

В случае рассеяния излучения на сферической однородной изотропной оптически неактивной частице с комплексным показателем преломления, отличным от показателя

преломления окружающей среды, для расчета элементов матрицы рассеивающего объема частиц и описания полного преобразования параметров Стокса достаточно двух комплексных величин, характеризующих амплитуды напряженности поля в направлениях, перпендикулярном и параллельном плоскости рассеяния. Этими величинами являются комплексные амплитудные функции рассеяния Ми S_1 и S_2.

При описании рассеяния света на системе частиц удобно провести две нормировки, а именно нормировать интенсивность падающего излучения на единицу, а интенсивность рассеянного излучения в единице телесного угла на интенсивность падающего излучения в единице телесного угла.

Для расчета вектора Стокса рассеянного в определенном направлении излучения необходимо сформировать вектор Стокса падающего излучения в системе координат, связанной с плоскостью рассеяния, положение которой определяется выбранным направлением рассеяния, сформировать матрицу Мюллера рассеивающего объема частиц, а затем воспользоваться выражением (1).

Исходными параметрами падающего излучения при моделировании индикатрис рассеяния являются длина волны λ, степень поляризации P, интенсивность падающего излучения I_0, соотношение между вещественными амплитудами a_{0x} и a_{0z} компонент E_{0x} и E_{0z} напряженности поляризованной части падающего излучения, разность фаз между этими компонентами $\delta_{xz} = \varphi_{0x} - \varphi_{0z}$, при этом начальная фаза компоненты E_z принимается равной нулю $\varphi_{0z} = 0$.

Исходными параметрами рассеивающих центров являются их комплексный показатель преломления m, минимальный и максимальный радиус частиц r_1 и r_2, функция распределения по размерам (ФРР) частиц объема $n(r)$.

При расчете рассеяния отдельно рассматриваются поляризованная и неполяризованная части падающего излучения. Для поляризованной части излучения формируется вектор Джонса в системе координат (x, y, z), затем осуществляется поворот координат на угол φ, где φ – угол между плоскостью рассеяния и осью $0z$, для того чтобы записать вектор Джонса падающего излучения в системе координат, связанной с плоскостью рассеяния. Угол φ и положение плоскости рассеяния в свою очередь определяются рассматриваемым направлением рассеяния, которое задается углами ψ и γ (рис. 1).

По значениям комплексных амплитуд A_{01p} и A_{02p} легко найти амплитуды a_{01p} и a_{02p}, начальные фазы φ_{01p} и φ_{02p} компонент E_{01p} и E_{02p} вектора напряженности поляризованной части поля падающего излучения в системе координат, связанной с плоскостью рассеяния, а затем рассчитать параметры базовой модели описания поляризации: большую и малую полуоси a_e и b_e поляризационного эллипса, азимутальный угол α_e и угол эллиптичности ε. Используя найденные параметры базовой модели описания поляризации, можно записать параметры Стокса поляризованной части падающего излучения.

Поскольку неполяризованная часть падающего излучения может быть представлена некогерентной суперпозицией двух ортогональных компонент вектора напряженности поля, то вид вектора параметров Стокса для этой части излучения не будет зависеть от положения плоскости рассеяния.

Матрица Мюллера рассеивающего объема формируется на основе комплексных амплитудных функции рассеяния Ми S_1 и S_2, которые рассчитываются в рамках теории Ми. При этом, если система частиц полидисперсная, то объемный коэффициент рассеяния, концентрация частиц и элементы матрицы рассеяния рассчитываются путем интегрирования соответствующих величин по диапазону размеров частиц (r_1, r_2), присутствующих в системе.

После того, как сформированы векторы параметров Стокса поляризованной и неполяризованной части падающего излучения, а также матрица рассеивающего объема частиц, проводится расчет вектора параметров Стокса рассеянного излучения, содержащего информацию об относительной интенсивности в единице телесного угла с учетом нормировок, описанных выше. Определение индикатрисы рассеяния осуществляется путем

расчета относительной рассеянной интенсивности в некотором конечном множестве направлений, определяемых дискретной сеткой угловых координат ψ и γ.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛЕЙ ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СИСТЕМЕ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

На основе приведенного алгоритма была создана программа моделирования индикатрис рассеяния на полидисперсной системе частиц. В качестве модели функции распределения частиц по размерам $n(r)$ было выбрано модифицированное гамма-распределение [5]

$$n(r) = a_d \cdot r^{\alpha} \cdot \exp\left(-b_d \cdot r^{\kappa}\right). \tag{2}$$

Особенность этого распределения заключается в том, что $n(0) = 0$ и $n(\infty) \to 0$, что соответствует действительности, поскольку не существует частиц бесконечно малого и бесконечно большого размера. С ростом аргумента r от нуля функция $n(r)$ возрастает как многочлен порядка α, затем достигает своего максимального значения при значении аргумента $r = r_{max}$, которое соответствует наиболее вероятному размеру частиц. При дальнейшем росте аргумента r функция $n(r)$ уменьшается, причем скорость затухания функции определяется показателем степени κ. При условии постоянства величин α и κ константа b_d определяется наиболее вероятным размером частицы r_{max} в соответствии с выражением (3), а константа a_d определяется концентрацией частиц N в соответствии с выражением (4)

$$b_d = \frac{\alpha}{\kappa \cdot r_{max}^{\ \kappa}}, \tag{3}$$

$$a_e = \frac{N}{\kappa^{-1} \cdot b_d^{-\frac{\alpha+1}{\kappa}} \cdot \Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\kappa}\right)}, \tag{4}$$

где $\Gamma\left(\frac{\alpha+1}{\kappa}\right)$ – гамма-функция.

Характер изменения графика ФРР частиц $n(r)$ (1) при изменении параметра α от 3 до 37 ($\alpha_1 = 3, \alpha_2 = 7, \alpha_3 = 17, \alpha_4 = 27, \alpha_5 = 37$) представлен на рис. 2, при значениях прочих параметров $\kappa = 3$, $r_{max} = 40$ нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$.

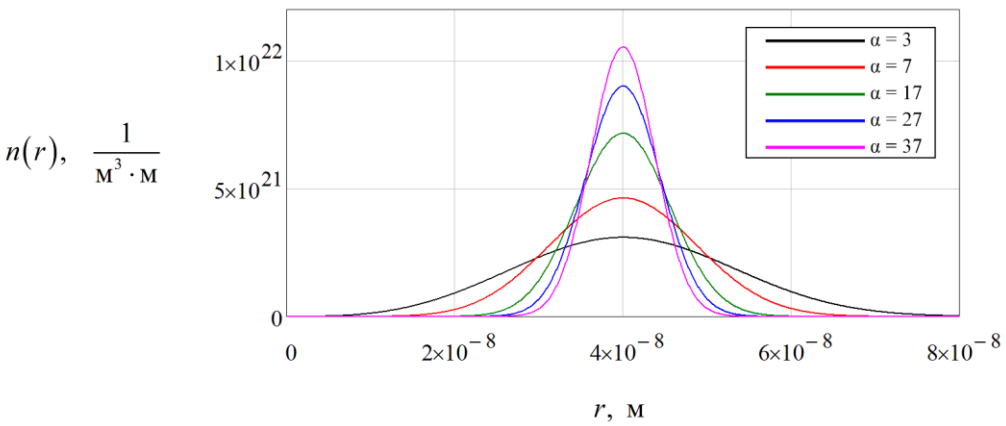


Рис. 2. Графики ФРР частиц при различных значениях параметра α ($\alpha_1 = 3, \alpha_2 = 7, \alpha_3 = 17, \alpha_4 = 27, \alpha_5 = 37$), $\kappa = 3$, $r_{max} = 40$ нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$

Для демонстрации результатов работы программы на рис. 3 представлена динамика моделей индикатрис рассеяния света с длиной волны λ = 450 нм на частицах с показателем преломления m = 1,324 при изменении параметра α функции $n(r)$ от 3 до 37 (рис. 2).

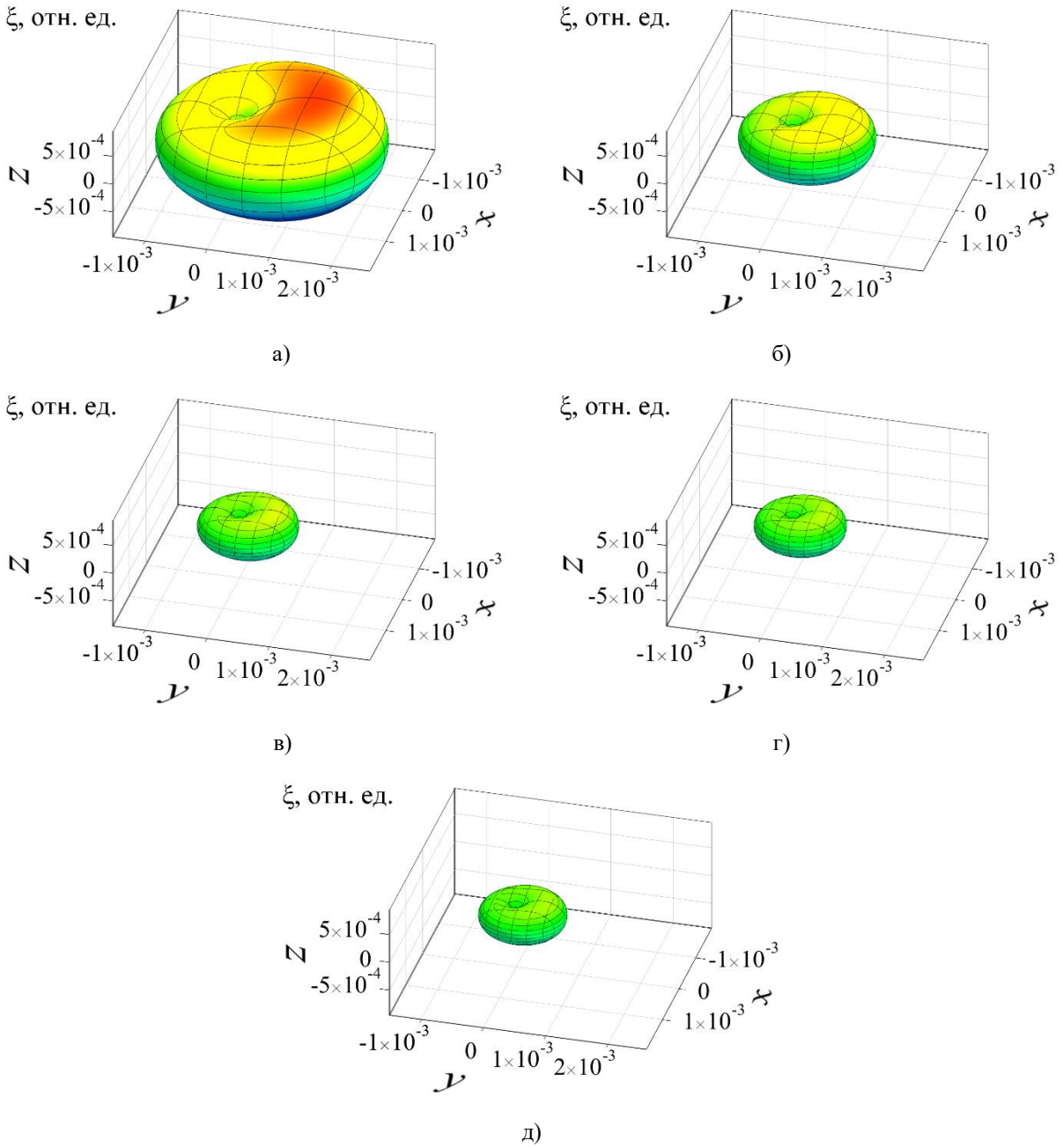


Рис. 3. Динамика 3D-индикатрисы рассеяния света с длиной волны λ_1 = 450 нм (m_1 = 1,324) на системе частиц при изменении параметра ФРР частиц α от 3 до 37, κ = 3, r_{max} = 40 нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$:
(а) – α = 3, (б) – α = 7, (в) – α = 17, (г) – α = 27, (д) – α = 37

Характер изменения графика ФРР частиц $n(r)$ (1) при изменении параметра κ от 0,75 до 24 (κ_1 = 0,75, κ_2 = 1,5, κ_3 = 3, κ_4 = 6, κ_5 = 12, κ_6 = 24) представлен на рис. 4 при значениях прочих параметров α = 3, r_{max} = 40 нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$.

Результаты моделирования динамики моделей индикатрис рассеяния света с длиной волны λ = 450 нм на частицах с показателем преломления m = 1,324 при изменении параметра κ функции $n(r)$ от 0,75 до 24 (рис. 4) представлены на рис. 5.

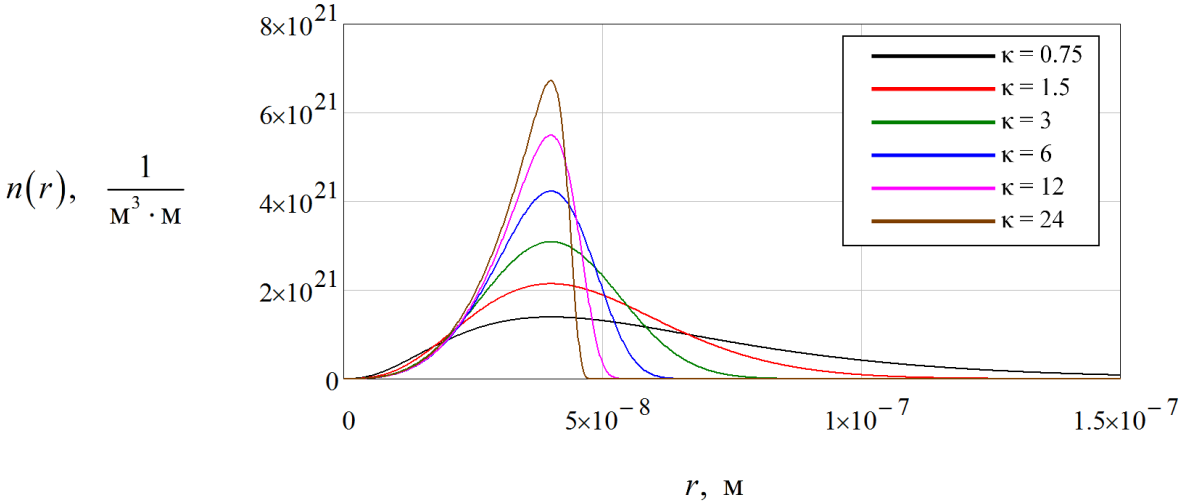


Рис. 4. Графики ФРР частиц при различных значениях параметра α
(α_1 = 3, α_2 = 7, α_3 = 17, α_4 = 27, α_5 = 37), к = 3, r_{max} = 40 нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$

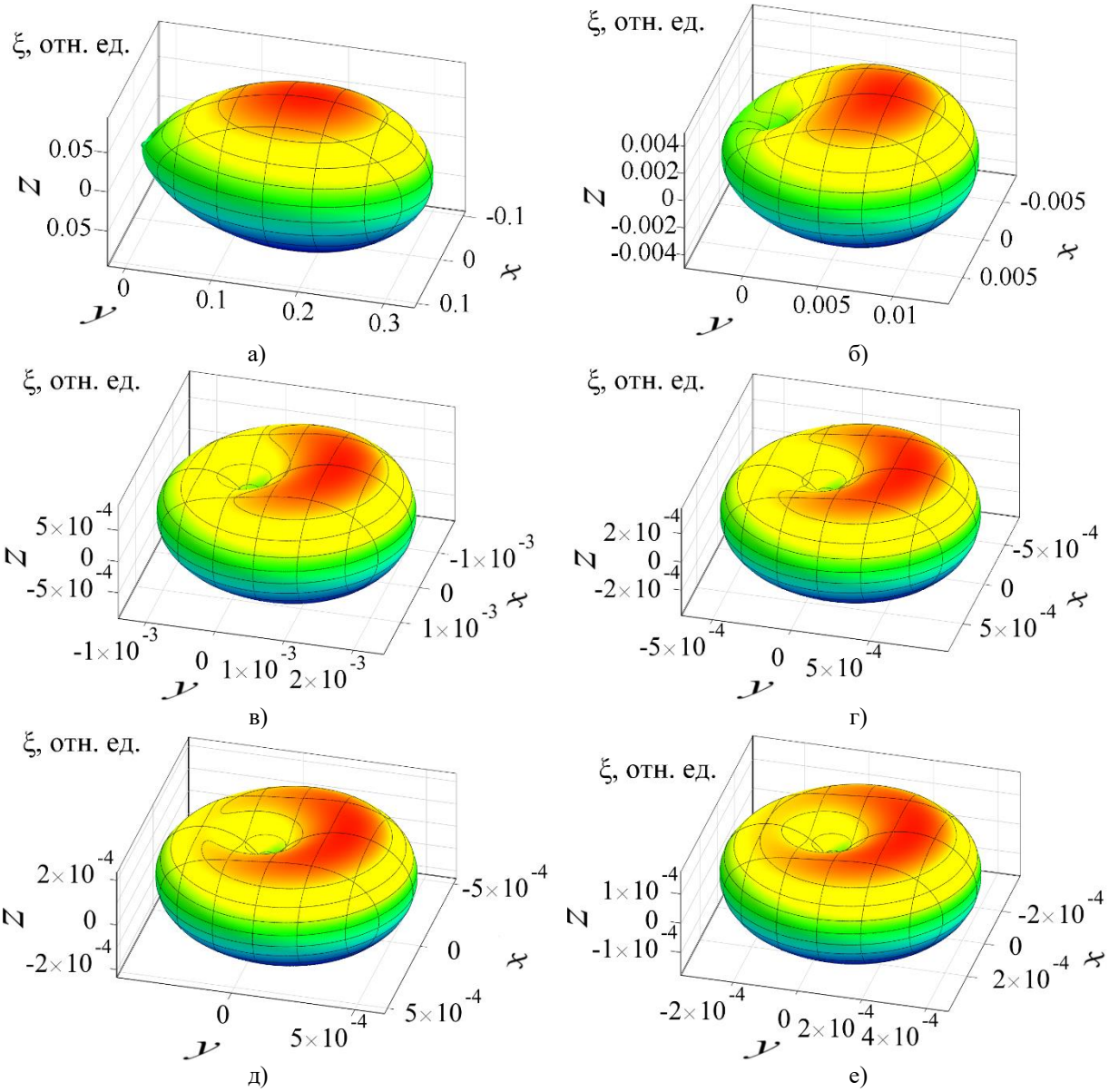


Рис. 5. Динамика 3D-индикатрисы рассеяния света с длиной волны λ_1 = 450 нм (m_1 = 1,324) на системе частиц при изменении параметра ФРР частиц к от 0,75 до 24, α = 3, r_{max} = 40 нм, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$ в разных масштабах:
(а) – к = 0,75, (б) – к = 1,5, (в) – к = 3, (г) – к = 6, (д) – к = 12, (е) – к = 24

Характер изменения графика ФРР частиц $n(r)$ (1) при изменении параметра r_{max} от 50 нм до 100 нм с шагом 10 нм (r_{max1} = 50 нм, r_{max2} = 60 нм, r_{max3} = 70 нм, r_{max4} = 80 нм, r_{max5} = 90 нм, r_{max6} = 100 нм) представлен на рис. 6 при значениях прочих параметров α = 3, κ = 3, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$.

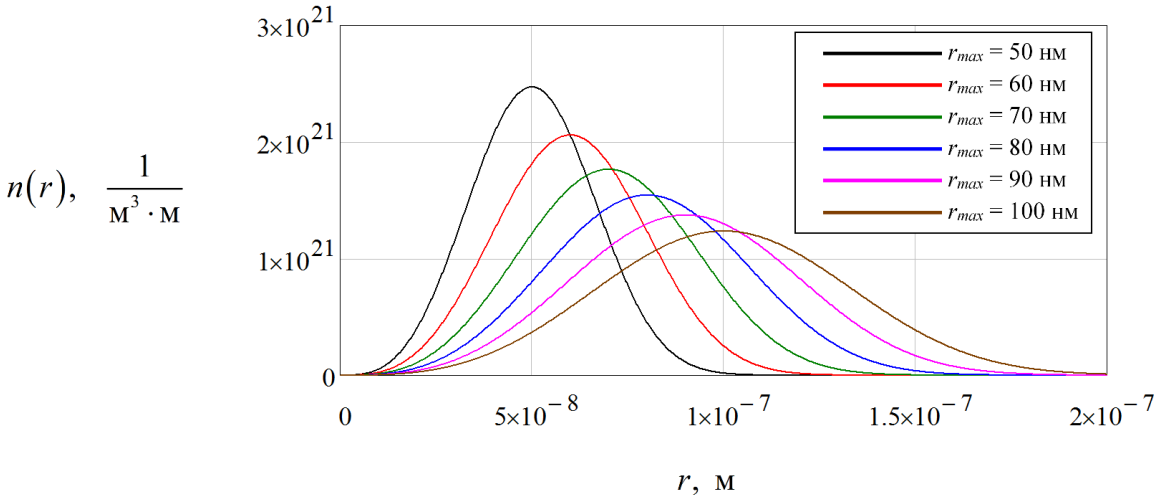
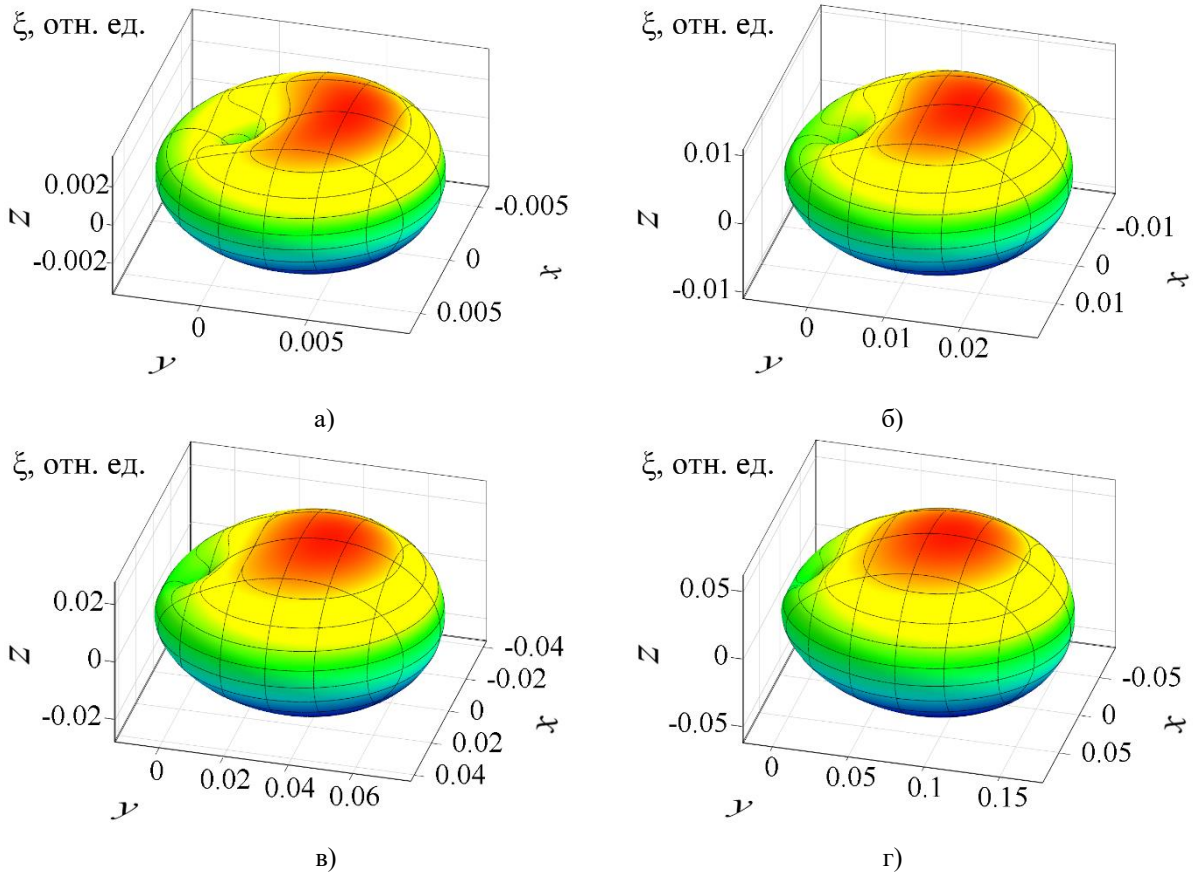
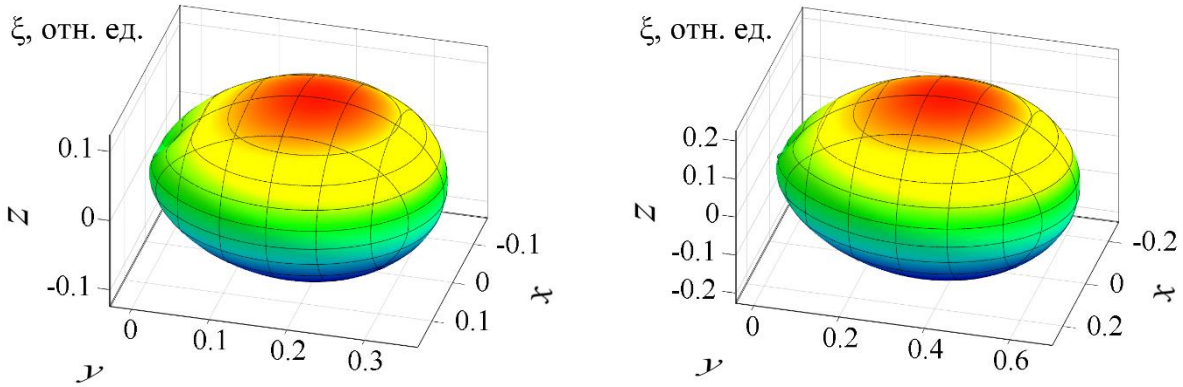


Рис. 6. Графики ФРР частиц при различных значениях параметра r_{max} (r_{max1} = 50 нм, r_{max2} = 60 нм, r_{max3} = 70 нм, r_{max4} = 80 нм, r_{max5} = 90 нм, r_{max6} = 100 нм), α = 3, κ = 3, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$

На рис. 7 представлены результаты моделирования динамики моделей индикатрис рассеяния света с длиной волны λ = 450 нм на частицах с показателем преломления m = 1,324 при изменении параметра r_{max} от 50 нм до 100 нм с шагом 10 нм (рис. 6).





д) е)

Рис. 7. Динамика 3D-индикатрисы рассеяния света с длиной волны λ_1 = 450 нм (m_1 = 1,324) на системе частиц при изменении параметра ФРР частиц r_{max} от 50 нм до 100 нм с шагом 10 нм, α = 3, к = 3, $N = 10^{14}$ м$^{-3}$ в разных масштабах: (а) – r_{max} = 50 нм, (б) – r_{max} = 60 нм, (в) – r_{max} = 70 нм, (г) – r_{max} = 80 нм, (д) – r_{max} = 90 нм, (е) – r_{max} = 100 нм

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан алгоритм программы, позволяющей рассчитывать модели индикатрис рассеяния на однородных и изотропных сферических частицах. Форма центров рассеяния является единственным ограничивающим фактором ее применения для расчета интенсивности рассеянного излучения на реальных системах частиц, несмотря на это результаты работы программы могут быть напрямую использованы для оценки величины интенсивности, которую стоит ожидать, например, в результате экспериментального исследования рассеяния света.

Выполнено моделирование рассеяния света на ансамбле частиц. Программа моделирования экспериментальных результатов позволяет варьировать входные параметры падающего излучения, рассеивающих центров и приемной оптической системы, тем самым обеспечивая возможность оптимального выбора параметров установки и условий проведения эксперимента по регистрации рассеянного излучения. А также дает возможность восстановления параметров рассеивающей среды методом их подбора на основе сравнения моделей и экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mie. G.** Contributions to the optics of turbid media, particularly colloidal metal solutions // Annalen der Physik. 1908. Vol. 25. P. 377–445.
2. **Шифрин К.С.** Рассеяние света в мутной среде. М.: Государственное издательство технико–теоретической литературы, 1951. 288 с.
3. **Шифрин К. С.** Введение в оптику океана. Л.: «Гидрометеоиздат», 1983. 280 с.
4. **Ван де Хюлст Г.** Рассеяние света малыми частицами. М.: Издательство иностранной литературы, 1961. 536 с.
5. **Дейрменджан Д.** Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами (пер.). М.: Мир, 1971. 303 с.
6. **Борен К., Хафмен Г.** Поглощение и рассеяние света малыми частицами (пер.). М.: «Мир», 1986. 331 с.
7. **Зимовец С.В., Гешев П.И.** Метод граничных интегральных уравнений для расчета рассеяния света на двумерных наночастицах // Журнал технической физики. 2006. Т. 76. Вып. 3. С. 1-6.
8. **Шаповалов К.А.** Рассеяние света частицами цилиндрической формы в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. 1. Строго ориентированные частицы // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. №4. С. 350-353.

9. **Шаповалов К.А.** Рассеяние света частицами цилиндрической формы в приближении Рэлея-Ганса-Дебая. 2. Хаотически ориентированные частицы // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 8. С. 627-629.
10. **Шаповалов К.А.** Рассеяние света цилиндрической капсулой с произвольными торцами в приближении Рэлея–Ганса–Дебая // Наука и Образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. Журн. 2015. № 5. С. 309–318.
11. **Шаповалов К.А.** Рассеяние света осесимметричным частицами в приближении Рэлея–Ганса–Дебая // Журнал Сибирского федерального университета. Серия: Математика и физика. 2012. Т. 5. С. 586–592.
12. **Шаповалов К.А.** Рассеяние света гексагональной пирамидой и иглоподобным столбиком в приближении Рэлея–Ганса–Дебая // Естественные и Технические науки. №1. 2016. С. 9–14.
13. **Фарафонов В.Г.** Новое решение задачи рассеяния плоской волны многослойным неконфокальным сфероидом // Оптика и спектроскопия. 2013. Т.114. № 3. С. 462 – 473.
14. **Фарафонов В.Г.** Гипотеза Релея и область применимости метода расширенных граничных условий в электростатических задачах для несферических частиц // Оптика и спектроскопия. 2014. Т.117. № 6. С. 949 – 962.
15. **Фарафонов В.Г., Устимов В.И.** Анализ метода расширенных граничных условий: электростатическая задача для Чебышевских частиц // Оптика и спектроскопия. 2015. Т.118. № 3. С. 469 – 484.
16. **Фарафонов В.Г., Устимов В.И.** Рассеяние света малыми псевдосфероидами // Оптика и спектроскопия. 2015. Т.119. № 5. С. 834 – 848.
17. **Фарафонов В.Г., Устимов В.И.** О свойствах *T*-матрицы в релеевском приближении // Оптика и спектроскопия. 2015. Т.119. № 6. С. 1020 – 1032.
18. **Фарафонов В.Г., Устимов В.И.** Анализ обобщенного метода разделения переменных в задаче рассеяния света малыми осесимметричными частицами // Оптика и спектроскопия. 2017. Т.122. № 2. С. 287 – 299.

Sapronov M.V.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia,
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: maks-sapronov@yandex.ru

MODELING OF LIGHT SCATTERING INDICATRIX ON A POLYDISPERSE SYSTEM OF SPHERICAL PARTICLES

ABSTRACT

The report is devoted to solving the direct problem of light scattering on an ensemble of spherical polydisperse particles. The paper presents an algorithm for computer simulation of the optical radiation scattering indicatrix by a particle system based on the theory of G. Mi. The influence of the relative complex refractive index of scattering centers and their size distribution, wavelength and polarization state of incident light on computer models of scattering indicatrix is investigated. The practical significance of the results obtained lies in the fact that computer models of scattering indicatrix are useful in the experimental study of dispersed systems by static light scattering for the optimal choice of installation parameters and experimental conditions and, more importantly, in solving the inverse problem of the static light scattering method to restore the characteristics of nanoparticles from experimental data.

LIGHT SCATTERING, SCATTERING INDICATRIX, COMPUTER MODELING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 533.6

Бондарев А.Е., Кувшинников А.Е.

ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Россия,
125047, Москва, пл. Миусская, 4, E-mail: bond@keldysh.ru

ЗАДАЧИ СРАВНИТЕЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ЧИСЛЕННЫХ МЕТОДОВ НА РЕФЕРЕНТНЫХ РЕШЕНИЯХ

АННОТАЦИЯ

При организации массового практического решения вычислительных задач газовой динамики с помощью математического моделирования в настоящее время все больше востребована информация о сравнительной точности используемых численных методов. Как правило, расчетчикам необходима информация не только для отдельного сочетания определяющих газодинамических параметров задачи (характерных чисел Маха, Рейнольдса и т.п.), но и для вариации этих параметров в определенных диапазонах. Данная работа представляет численные исследования, посвященные сравнительной оценке точности численных методов для ряда задач, имеющих референтные решения. Расчет этих задач проводится для диапазонов характерных чисел с использованием различных численных методов. Получаемые результаты сравниваются с референтным решением и позволяют оценить ошибку для каждого из численных методов. Расчеты проводятся с помощью построения обобщенного вычислительного эксперимента. Обобщенный вычислительный эксперимент является вычислительной технологией, объединяющей решение задач математического моделирования, параллельные технологии и технологии визуальной аналитики. Результаты обобщенного вычислительного эксперимента представляют собой многомерные массивы, где размерность массивов соответствует определяющих параметров. Анализ и визуальное представление полученных результатов позволяют получить информацию о сравнительной точности численного метода для выбранного класса задач.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ, СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ, ОБОБЩЕННЫЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ, РЕФЕРЕНТНЫЕ РЕШЕНИЯ, КЛАСС ЗАДАЧ

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа представляет численные исследования сравнительного анализа точности различных численных методов и солверов, построенных на основе этих численных методов. Анализ проводится на референтных решениях в области газовой динамики. Рассматриваются не только решения для отдельных сочетаний основных газодинамических параметров, определяющих течение (таких как характерные числа Маха, Рейнольдса и пр.), но численные решения для классов задач, определяемых вариациями основных параметров. Подобный анализ реализуется численно с помощью построения обобщенного вычислительного эксперимента, представляющего собой вычислительную технологию, объединяющую

решение задач математического моделирования, параллельные технологии и технологии визуальной аналитики.

В настоящее время исследования, посвященные сравнительной оценке точности численных методов, становятся все более актуальными и востребованными на практике. При организации массового практического решения вычислительных задач газовой динамики с помощью математического моделирования в настоящее время все больше востребована информация о сравнительной точности используемых численных методов. Как правило, расчетчикам необходима информация не только для отдельного сочетания определяющих газодинамических параметров задачи (характерных чисел Маха, Рейнольдса и т.п.), но и для вариации этих параметров в определенных диапазонах. Появляется все больше зарубежных и отечественных стандартов, регулирующих разработку и применение численных методов в задачах вычислительной газовой динамики [1-3].

Растущая востребованность исследований по сравнительному анализу точности численных методов в классах задач также обуславливается рядом практических причин:

- Растет количество универсальных вычислительных комплексов (например, [4]), обладающих большим набором интегрированных численных методов и позволяющих интеграцию новых численных методов в свой состав. Постоянно растет количество новых численных методов и их модификаций. Далеко не всегда разработчики этих численных методов проводят анализ точности на различных типах задач. Применяющий эти универсальные вычислительные комплексы расчетчик должен иметь необходимую информацию о точности для ориентации. Проще говоря, расчетчик должен иметь некие знания о точности численных методов, чтобы выбрать, какой применять в конкретном случае.
- В большинстве случаев в настоящее время точность численного метода оценивается по отклонению от референтного решения. В качестве референтного решения может рассматриваться точное решение газодинамической задачи, апробированное численное решение или данные эксперимента. Как правило, это сравнение проводится в одной точке пространства основных определяющих параметров задачи, то есть, при фиксированных значениях основных газодинамических параметров. Подход, предлагаемый в настоящей работе, ориентирован на проведение подобного сравнения не в отдельно взятой точке пространства параметров, а на использование для классов задач, определяемых вариациями основных параметров.
- Результаты сравнительного анализа точности численных методов для классов задач обеспечивают расчетчику необходимые представления о точности используемых методов, а значит и об их применимости, эффективности и надежности для конкретной задачи.

Данная работа представляет результаты проведенных ранее и активно ведущихся сейчас исследований по сравнительному анализу точности численных методов и солверов, разработанных на их основе. К исследованию постоянно подключаются новые методы и солверы как уже разработанные ранее, так и новые, предоставляемые авторами. В процессе применения солверов к уже хорошо известным задачам с известным референтным решениям могут наблюдаться достаточно неожиданные результаты.

ПРЕДЫДУЩИЕ РАБОТЫ

Данная работа опирается на ряд работ предыдущего периода. В работах предыдущего периода рассматривались различные классы газодинамических задач, имеющих референтные решения. Все задачи рассматривались для сверхзвуковых течений.

Исследования, посвященные сравнительному анализу точности солверов при обтекании кругового конуса под углом атаки, представлены в работах [5, 6, 7]. В этом классе задач варьировались такие основные определяющие параметры течения как скорость набегающего потока, угол полураствора конуса, угол атаки.

Также рассматривались задачи образования косой ударной волны при падении сверхзвукового потока под определенным углом на пластину [8, 9]. Здесь варьируемыми параметрами служили скорость набегающего потока и угол падения потока на пластину.

Аналогично рассматривалась задача об образовании волны разрежения, образующейся при обтекании пластины под определенным углом [10]. Здесь варьируемыми параметрами также служили скорость набегающего потока и угол, под которым происходит обтекание пластины.

В сравнительном анализе точности участвовали различные численные методы и основанные на них солверы. Работы [7, 11] посвящены подключению новых численных методов к сравнительному анализу точности.

Все результаты получены с помощью построения обобщенного вычислительного эксперимента.

ОБОБЩЕННЫЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Представленные в статье исследования по сравнительному анализу точности численных методов основаны на построении обобщенного вычислительного эксперимента. Концепция обобщенного вычислительного эксперимента имеет широкий спектр возможных применений. Прежде всего, для задач вычислительной гидродинамики такой подход позволяет получить решение не только для одной, отдельно взятой, задачи, но и для целого класса задач, определенных в определенном диапазоне комплекса определяющих параметров. Обобщенный вычислительный эксперимент предполагает разбиение каждого из определяющих параметров задачи в определенном диапазоне. Таким образом, формируется сеточное разложение для некоторого многомерного параллелепипеда, составленного из определяющих параметров рассматриваемой задачи газовой динамики. Для каждой точки этой сетки задача рассчитывается в пространстве определяющих параметров. Практическая реализация подхода становится возможной при использовании параллельных вычислений в многозадачном режиме. Результатом расчетов являются многомерные объемы данных, которые могут быть обработаны с помощью средств анализа данных и визуальной аналитики. Следует отметить, что применение подхода позволяет проводить исследовательские расчеты на грубых сетках для класса задач с последующим уточнением для наборов определяющих параметров, представляющих особый интерес. Концепция и реализация обобщенного вычислительного эксперимента разработана под руководством А.Е. Бондарева в Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. Основные характеристики и элементы обобщенного вычислительного эксперимента достаточно подробно описаны в работах [12-14].

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ И СОЛВЕРЫ, СОЗДАННЫЕ НА ИХ ОСНОВЕ, УЧАСТВУЮЩИЕ В СРАВНЕНИИ

Для сравнительного анализа точности численных методов и реализованных на их основе солверов использовался открытый программный пакет OpenFOAM [4]. Он предлагает широкий спектр встроенных солверов, а также функцию создания собственных. Для сравнительного анализа использовались 4 солвера: rhoCentralFoam, pisoCentralFoam, sonicFoam и QGDFoam.

Солвер sonicFoam использует алгоритм PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operator) [15] для связи давления и скорости. Поле давления, полученное с помощью дискретизированных уравнений импульса и неразрывности, корректируется с помощью двух разностных уравнений. Этот подход применяется потому, что поле скоростей, скорректированное на первом этапе коррекции, не удовлетворяет уравнению неразрывности.

Солвер rhoCentralFoam использует центрально-противопотоковую схему, предложенную Кургановым и др. (KT/KNP) [16, 17] и реализованную для OpenFOAM Гриншилдсом [18]. Этот метод реализует интерполяцию потоков между соседними ячейками,

что позволяет хорошо моделировать разрывные решения [6]. В работе [19] показано, что этот солвер дает лучшие результаты из двух для трансзвуковых и сверхзвуковых потоков, демонстрируя лучшее приближение к аналитическим решениям и большую стабильность, чем sonicFoam. Однако rhoCentralFoam не может успешно моделировать дозвуковые режимы. Схемы KT/KNP продемонстрировали хорошую точность при решении течений в дозвуковом/сверхзвуковом режиме, но они не работают при моделировании вязких течений при низких числах Маха (M < 0,3).

В качестве альтернативы были разработаны гибридные схемы, которые объединяют алгоритм PISO для моделирования дозвукового потока со схемой KT/KNP для точного расчета разрывов, возникающих в сверхзвуковых режимах [19]. Более того, солверы усовершенствованы за счет возможности включения внешних итераций алгоритма SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) для получения более точных решений [20]. Объединенная коллекция всех этих гибридных солверов не встроена в OpenFOAM, но ее можно найти в публичном репозитории авторов [21]. Солвер pisoCentralFoam является полунеявным солвером на основе давления для сжимаемого идеального газа.

Солвер QGDFoam [22, 23] основан на системе квазигазодинамических уравнений [24], разработанной научным коллективом под руководством Б.Н. Четверушкина. Математическая модель обобщает систему уравнений Навье-Стокса, добавляя дополнительными диссипативными слагаемыми, имеющими вид вторых пространственных производных с малым параметром в виде коэффициента [25]. Принципиальным отличием квазигазодинамических и квазигидродинамических систем от системы уравнений Навье-Стокса является пространственно-временное осреднение для определения основных газодинамических величин. Управляемый параметр при диссипативных членах даёт данному солверу функцию регулируемой схемной вязкости, что позволяет подавлять нежелательные осцилляции на разрывах.

ЗАДАЧИ С РЕФЕРЕНТНЫМИ РЕШЕНИЯМИ

Для сравнения солверов были выбраны три классические задачи для невязкого газа, имеющие референтное решение – точное или табличное.

Первой задачей является обтекание конуса с углом полураствора β под углом атаки α при разных числах Маха набегающего потока. В этом случае перед конусом возникает скачок уплотнения в виде конической поверхности с углом θ. Между поверхностями конуса и скачка образуется течение, параметры потока которого остаются постоянными вдоль прямых, проведенных из вершины конуса. Существует табличное решение задачи [26]. Изменяемыми параметрами здесь служили угол атаки α, число Маха, угол полураствора конуса β. Диапазоны изменения варьируемых параметров и шаг изменения выбирались следующим образом: угол атаки α = 0°, 5°, 10°, число Маха M = 3, 5, 7, угол полураствора конуса β = 10°, 15°, 20°. Схема обтекания представлена на рисунке 1.

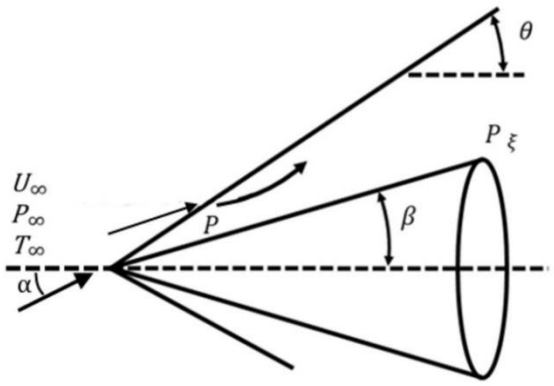


Рис. 1. Схема течения обтекания конуса под углом атаки

Второй задачей является моделирование косого скачка уплотнения. На плоскую пластину падает сверхзвуковой поток газа с числом Маха M под углом β. Перед началом пластины возникает косой скачок уплотнения S. Данная задача, рассматривается в рамках системы уравнений Эйлера и имеет точное аналитическое решение [27, 28]. Общая схема течения представлена на рисунке 2.

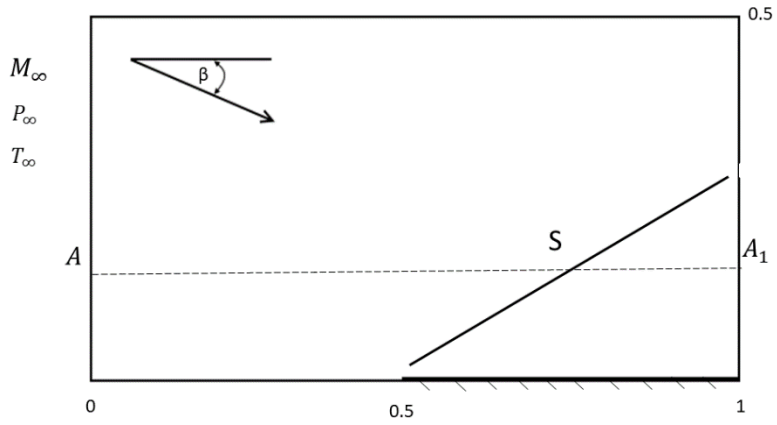


Рис. 2. Схема течения косого скачка уплотнения

На входной границе задаются параметры невозмущенного набегающего потока при числе Маха M и определенном значении β. На части нижней границы, соответствующей плоской пластине, задается условие непротекания. На выходной границе задаются граничные условия равенства нулю производных газодинамических функций по нормали к границе. На верхней границе для компонент скорости граничные условия задаются аналогично условиям для входной границы. Для остальных газодинамических функций верхней границы условия задаются аналогично условиям для выходной границы. Изменяемыми параметрами являлись: угол падения β = 6°, 10°, 15°, 20°. число Маха M от 2 до 4 с шагом 0,5.

В качестве третьей задачи рассматривалась известная классическая задача об образовании двумерной волны разрежения при обтекании плоской пластины невязким потоком газа под углом атаки. Схема такого течения представлена на рисунке 3. Сверхзвуковой поток невязкого сжимаемого газа набегает на плоскую полупластину под углом атаки β, как показано на рисунке. На конце пластины образуется веер волны разрежения. Данная задача широко известна под названием «течение Прандтля — Майера». Эта задача имеет точное решение, описание которого можно найти в работах [27, 29, 30]. Точное решение в нашем случае выступает в роли эталона. Изменяемыми параметрами здесь являлись: угол отклонения потока β = 6°, 10°, 15°, 20°. число Маха M от 2 до 4 с шагом 0,5.

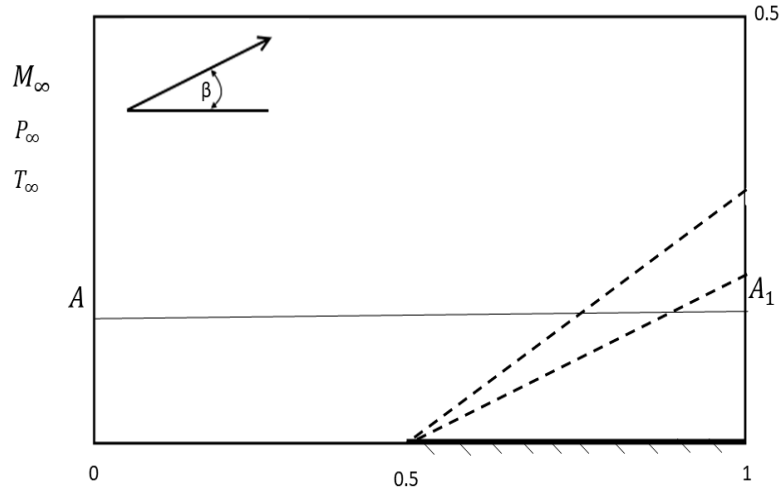


Рис. 3. Схема течения Прандтля-Майера

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим проведение сравнительного анализа точности на примере трехмерной задачи обтекания конуса сверхзвуковым потоком невязкого газа под углом атаки. Точное решение бралось из [26].

Для того чтобы получить представление о поведении ошибки *Err* как функции угла атаки α, угла полураствора β и числа Маха M, сначала оценим вклад трех переменных в дисперсию. При фиксированных значениях угла полураствора β и числа Маха M наименьший разброс обеспечивает вариация угла атаки α. Представим функцию *Err* в виде *Err* = *Err*(0 , β, M) при фиксированном угле атаки $\alpha = 0$. Таким образом, мы получаем представление о виде поверхности *Err*(0 , β, *M*). Теперь представим в аналогичном виде результаты вычислений в виде группы поверхностей, то есть в виде трех поверхностей при значениях угла атаки $\alpha = 0$, 5 , 10 для солверов rhoCentralFoam (Рис. 4), pisoCentralFoam (рис. 5), sonicFoam (Рис. 6). Именно эти солверы участвовали в сравнении для этой задачи.

Рисунок 4 позволяет увидеть три близко лежащие друг к другу однотипные поверхности. При увеличении угла α увеличивается ошибка.

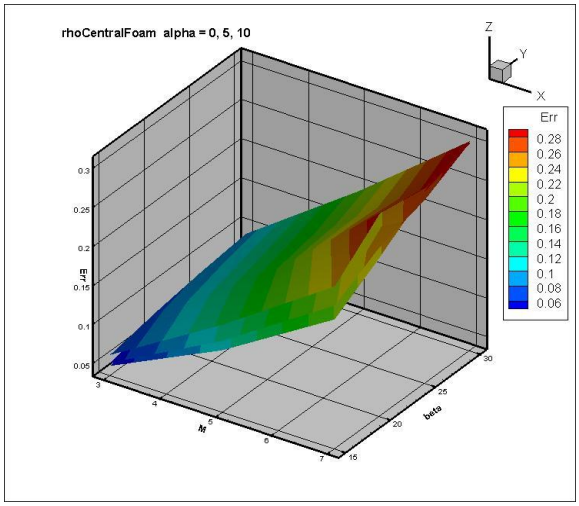


Рис. 4. Зависимости ошибки от M и β при $\alpha = 0$, 5 , 10 для солвера rhoCentralFoam

Аналогичные группы поверхностей представлены на рисунках 5 и 6 для солверов pisoCentralFoam и sonicFoam. Как и для солвера rhoCentralFoam, при увеличении угла α увеличивается ошибка. Рисунки 4, 5, 6 дают полноценное представление о поведении ошибки при вариации определяющих параметров для всех участвующих в сравнительной оценке точности солверов.

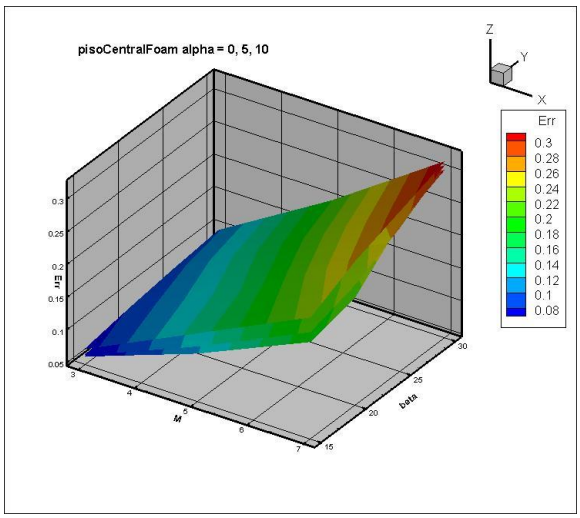


Рис. 5. Зависимости ошибки от M и β при $\alpha = 0$, 5 , 10 для солвера pisoCentralFoam

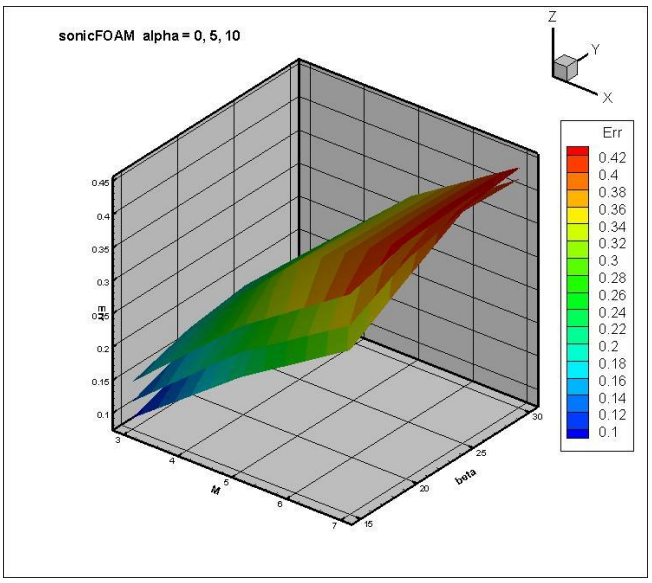


Рис. 6. Зависимости ошибки от M и β при α = 0 , 5 , 10 для солвера sonicFoam

Перейдем к задаче о косом скачке уплотнения. Для этой задачи построим оценки отклонения от точного решения для всей расчетной области в норме L_2. Для этого определим относительную погрешность *Err* для норм L_1 и L_2 следующим образом

$$Err = \sum_m |y_m - y_m^{exact}| \, S_m / \sum_m |y_m^{exact}| \, S_m. \quad (1)$$

$$Err = \sqrt{\sum_m |y_m - y_m^{exact}|^2 \, S_m} / \sqrt{\sum_m |y_m^{exact}|^2 \, S_m}. \quad (2)$$

Здесь y_m — давление p, S_m — площадь ячейки. Значения y_m^{exact} получены из точного решения задачи. В анализе сравнительной точности участвовали солверы sonicFoam, QGDFoam, rhoCentralFoam и pisoCentralFoam. На рисунке 7 изображены поверхности относительной погрешности *Err* для всех солверов при вариации угла падения потока и числа Маха набегающего потока. Видно, что солвер sonicFoam является самым грубым, солвер QGDFoam точнее, солверы rhoCentralFoam и pisoCentralFoam практически неразличимы. Наглядно показано увеличение отклонения при увеличении данных определяющих параметров.

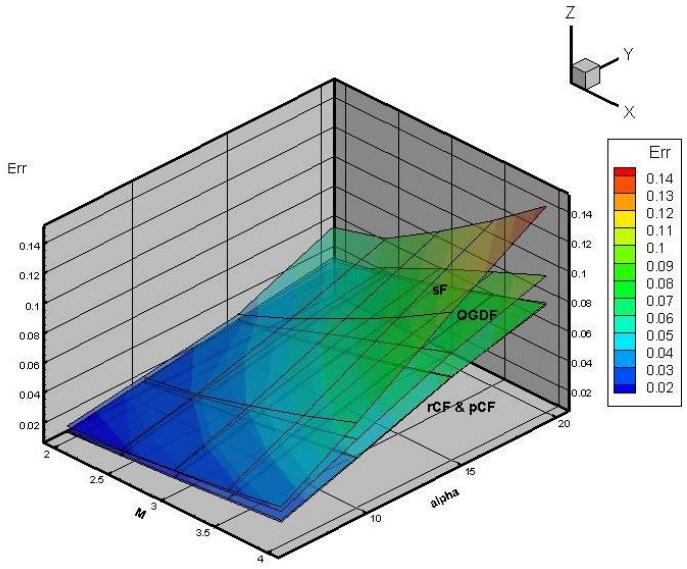


Рис. 7. Изменение отклонения от точного решения для давления в зависимости от числа Маха и угла падения потока для всех солверов в норме L_2

Также было проведено аналогичное сравнение поверхностей относительной погрешности для метода частиц (МЧ) и солверов rhoCentralFoam, pisoCentralFoam и QGDFoam, представленное на рис. 8.

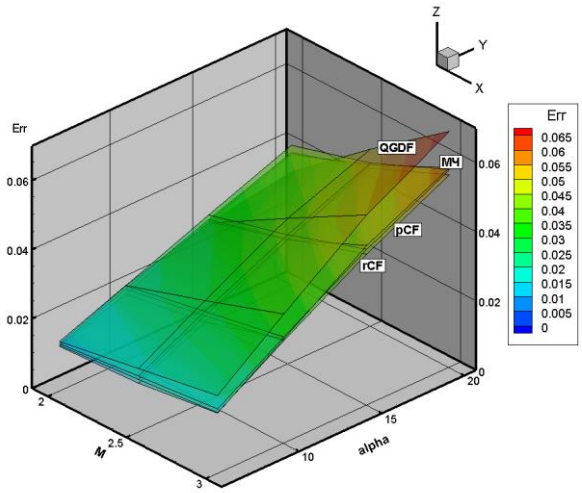


Рис. 8. Изменение отклонения от точного решения для давления в зависимости от числа Маха и угла падения потока для всех солверов в норме L_2 с участием метода частиц

При β = 10° и M = 3 метод частиц дает меньшую точность, чем солвер rhoCentralFoam. При β = 15° метод частиц дает меньшую точность, чем солвер QGDFoam при M = 2 и меньшую точность, чем солверы rhoCentralFoam и pisoCentralFoam при M = 3. При β = 20° метод частиц дает меньшую точность, чем солверы rhoCentralFoam и pisoCentralFoam при M = 3. В остальных случаях разрывный метод частиц точнее остальных сравниваемых методов. Таким образом, предлагаемый подход позволяет проводить сравнительный анализ точности численных методов даже разной природы происхождения.

Рассмотрим задачу образования двумерной волны разрежения. Реализуется обобщенный вычислительный эксперимент, по результатам которого мы вычисляем ошибку для каждого солвера при каждом сочетании (M, β). Это дает нам возможность построить для обеих норм ошибку в виде функции двух переменных $Err(x_1, y_1)$, где x_1 = M, а y_1 = β. Эти обозначения будут использоваться на всех последующих рисунках.

Теперь рассмотрим сравнение всех четырех солверов в различных нормах ошибки. На рисунке 9 представлены отклонения от точного решения в норме L_1 для всех солверов в диапазонах изменения определяющих параметров. Аналогичным образом на рисунке 10 представлены отклонения от точного решения в норме L_2 для всех солверов.

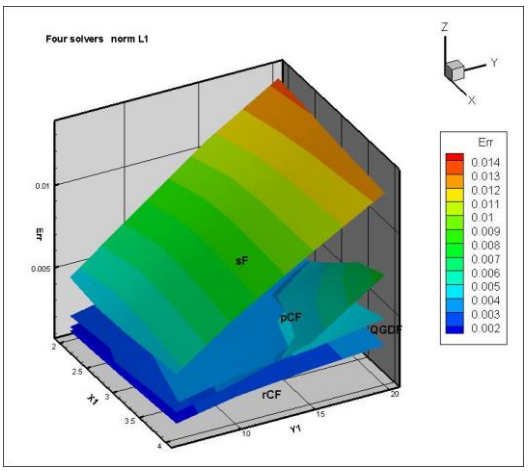


Рис. 9. Представление отклонения от точного решения в норме L_1 для всех солверов в диапазонах изменения определяющих параметров

Как видно из рисунков 9 и 10, для обеих норм получены качественно схожие результаты. Наименьшее отклонение от точного решения обеспечивает солвер rhoCentralFoam. Следующим по мере отклонения от точного решения является солвер QGDFoam. Чуть более худшие результаты дает солвер pisoCentralFoam. Следует заметить, что в выбранных диапазонах изменения числа Маха и угла отклонения потока поверхности ошибок для солверов QGDFoam и pisoCentralFoam расположены близко друг к другу. Наибольшее отклонение от точного решения наблюдается у солвера sonicFoam.

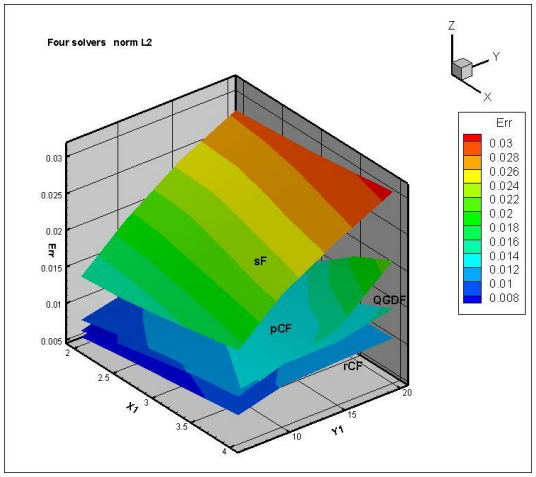


Рис. 10. Представление отклонения от точного решения в норме L_2 для всех солверов в диапазонах изменения определяющих параметров

Все полученные поверхности могут быть представлены в аналитическом виде согласно способу, предложенному и описанному в работе [31]. Для аппроксимации криволинейных поверхностей будем использовать полиномы второго порядка, где ошибка для рассматриваемой поверхности может быть представлена в виде функции следующего вида

$$Err = Ax_1 + By_1 + Cx_1^2 + Dy_1^2 + Ex_1y_1 + F. \quad (3)$$

Здесь x_1— число Маха M, y_1 — угол отклонения потока β, Err — ошибка сравнения с точным решением в норме L_1 или L_2. Коэффициенты A, B, C, D. E, F рассчитываются для конкретной поверхности.

Для более общей сравнительной оценки рассчитывается Error Index (EI), подобно тому, как это было предложено в работе [32]. Error Index (EI) представляет собой усредненное значение для каждой поверхности ошибки.

Таким образом, полученные результаты в виде визуальных представлений поверхностей ошибок, их аналитических представлений и рассчитанных индексов ошибок позволяют пользователю указанных солверов получить полное представление об их точности в классе задач формирования волны разрежения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа представляет результаты проведенных исследований по сравнению точности различных численных методов и реализованных на их основе солверов для газодинамических задач, имеющих референтное решение. Расчеты проводятся с помощью построения обобщенного вычислительного эксперимента. Обобщенный вычислительный эксперимент является вычислительной технологией, объединяющей решение задач математического моделирования, параллельные технологии и технологии визуальной аналитики. Результаты обобщенного вычислительного эксперимента представляют собой многомерные массивы, где размерность массивов соответствует определяющих параметров. Определяющими параметрами в рассматриваемых задачах могут служить характерные числа Маха, Рейнольдса,

геометрические параметры задачи и пр. Анализ полученных многомерных массивов позволяет организовать сравнение с референтным решением не только в одной точке пространства определяющих параметров, но и в диапазонах их изменения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **AIAA Computational Fluid Dynamics Committee.** Guide for the Verification and Validation of Computational Fluid Dynamics Simulations (AIAA G-077-1998). American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, VA, 1998.
2. **The American Society of Mechanical Engineers.** Standard for verification and validation in computational fluid dynamics and heat transfer (ASME V&V 20-2009). ASME, 2009.
3. **ГОСТ Р 57700.12-2018.** Численное моделирование физических процессов. Численное моделирование сверхзвуковых течений невязких газов. Верификация ПО. М.: Стандартинформ, 2018.
4. **OpenFOAM Foundation.** https://openfoam.org [Электронный ресурс] (дата обращения 05.05.2023).
5. **Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Comparative study of the accuracy for OpenFOAM solvers // Proceedings of Ivannikov ISPRAS Open Conference (ISPRAS), 2017, IEEE, IEEE Xplore, P. 132–136
6. **Bondarev A. E., Kuvshinnikov A. E.** Analysis of the accuracy of OpenFOAM solvers for the problem of supersonic flow around a cone // ICCS 2018, Lecture Notes in Computer Science (LNCS) 10862, 2018. P. 221–230.
7. **Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Processing and visualization of the results of parametric numerical calculations //Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2021. V. 2127. P. 012025.
8. **Alekseev A.K., Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Comparative analysis of the accuracy of OpenFOAM solvers for the oblique shock wave problem // Matematica Montisnigri. 2019. V. XLV, P. 95–105.
9. **Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Parametric Study of the Accuracy of OpenFOAM Solvers for the Oblique Shock Wave Problem // Proceedings of the 2019 Ivannikov ISPRAS Open Conference (ISPRAS-2019), 2019. P. 108-112.
10. **Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Analysis and Visualization of the Computational Experiments Results on the Comparative Assessment of OpenFOAM Solvers Accuracy for a Rarefaction Wave Problem //Scientific Visualization. 2021. V. 13. №. 3. P. 34-46.
11. **Bogomolov S.V., Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.** Comparative Verification of Numerical Methods Involving the Discontinuous Shapeless Particle Method // Scientific Visualization. 2022. V. 14. № 4. P. 97-109.
12. **Bondarev A.E.** On the Construction of the Generalized Numerical Experiment in Fluid Dynamics // Mathematica Montisnigri. 2018. V. XLII. P. 52-64.
13. **Bondarev A.E.** On visualization problems in a generalized computational experiment // Scientific Visualization. 2019. V. 11.2. P. 156-162.
14. **Alekseev A.K., Bondarev A.E., Galaktionov V.A., Kuvshinnikov A.E.** On the construction of a generalized computational experiment in verification problems // Matematica Montisnigri. 2020. V. XLVIII. P. 19-31.
15. **Issa R.** Solution of the implicit discretized fluid flow equations by operator splitting // J. Comput. Phys. 1986. V. 62. № 1. P. 40-65.
16. **Kurganov A., Tadmor E.** New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations // J. Comput. Phys. 2000. V. 160. №1. P. 241-282.
17. **Kurganov A., Noelle S., Petrova G.** Semidiscrete central-upwind schemes for hyperbolic conservation laws and Hamilton–Jacobi equations // SIAM J Sci Comput. 2001. V. 23 P. 707-740.

18. **Greenshields C.J., Wellerr H.G., Gasparini L., Reese J.M.** Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2010. V. 63. № 1. P. 1-21.
19. **Kraposhin M., Bovtrikova A., Strijhak S.** Adaptation of Kurganov-Tadmor numerical scheme for applying in combination with the PISO method in numerical simulation of flows in a wide range of Mach numbers // Procedia Computer Science. 2015. V. 66. P. 43-52.
20. **Kraposhin M.V., Banholzer M., Pfitzner M., Marchevsky I.K.** A hybrid pressure-based solver for nonideal single-phase fluid flows at all speeds // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2018. V. 88. № 2. P. 79-99.
21. **United collection of hybrid Central solvers — one-phase, two-phase and multicomponent versions**. URL: https://github.com/unicfdlab/hybridCentralSolvers [Электронный ресурс] (дата обращения 05.05.2023).
22. **Kraposhin M.V., Ryazanov D.A., Smirnova E.V., Elizarova T.G., Istomina M.A**. Development of OpenFOAM solver for compressible viscous flows simulation using quasi-gas dynamic equations, Proceedings of Ivannikov ISPRAS Open Conference (ISPRAS), 2017, IEEE, IEEE Xplore, P. 117-123.
23. **Истомина М.А.** О реализации одномерного квазигазодинамического алгоритмав открытом программном комплексе OpenFOAM // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2018. № 001.
24. **Chetverushkin B. N.** Kinetic schemes and quasi-gas-dynamic system of equations. CIMNE, Barcelona, Spain, 2008. 298 p.
25. **Elizarova T.G.** Quasi-Gas Dynamic Equations. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009. 286 p.
26. **Бабенко К.И., Воскресенский Г.П., Любимов А.Н., Русанов В.В.** Пространственное обтекание гладких тел идеальным газом. М.: Наука, 1964. 505 с.
27. **Бондарев Е. Н. и др.** Аэрогидромеханика М.: Машиностроение, 1993. 608 с.
28. **Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow.** Report 1135. United States National Advisory Committee for Aeronautics. 1953.
29. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 846 с.
30. **Абрамович Г.Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 600 с.
31. **Bondarev A.E.** Processing of Visual Results of a Generalized Computational Experiment for the Problem of Supersonic Flow Around a Cone at an Angle of Attack // Scientific Visualization. 2021. V. 13. № 2. P. 104-116.
32. **Alekseev A., Bondarev A., Galaktionov V., Kuvshinnikov A., Shapiro L.** On applying of generalized computational experiment to numerical methods verification // CEUR Workshop Proceedings. 2020. 2744.

Bondarev A.E., Kuvshinnikov A.E.

Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Russia, 125047, Moscow, pl. Miusskaya, 4, E-mail: bond@keldysh.ru; kuvsh90@yandex.ru

PROBLEMS OF COMPARATIVE EVALUATION OF NUMERICAL METHODS ON REFERENCE SOLUTIONS

ABSTRACT

When organizing a mass practical solution of computational problems of gas dynamics with the help of mathematical modeling, information on the comparative accuracy of the numerical methods used is now increasingly in demand. As a rule, calculators need information not only for a particular combination of the defining gas-dynamic parameters of the problem (characteristic Mach, Reynolds numbers, etc.), but also for the variation of these parameters in certain ranges. This work presents numerical studies devoted to a comparative assessment of the accuracy of numerical methods for a number of problems with reference solutions. The calculation of these problems is carried out for ranges of characteristic numbers using various numerical methods. The results obtained are compared with the reference solution and make it possible to estimate the error for each of the numerical methods. Calculations are carried out using the construction of a generalized computational experiment. A generalized computational experiment is a computational technology that combines the solution of mathematical modeling problems, parallel technologies and visual analytics technologies. The results of the generalized computational experiment are multidimensional arrays, where the dimension of the arrays corresponds to the defining parameters. Analysis and visual representation of the obtained results provide information on the comparative accuracy of the numerical method for the selected class of problems.

NUMERICAL METHODS, COMPARATIVE ESTIMATION OF ACCURACY, GENERALIZED COMPUTATIONAL EXPERIMENT, REFERENCE SOLUTIONS, CLASS OF PROBLEMS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.3

Благова Т.В.[1,2], Хасанов И.Ш.[1]

[1] НТЦ УП РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: khasanov@ntcup.ru
[2] МГТУ им. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская улица, 5, стр. 1, E-mail: blagova.tv@ntcup.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКЛ-МОДУЛИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

АННОТАЦИЯ

Спекл-модулированные оптические поля применяются в различных областях, таких как спекл-интерферометрия, фантомное видение, неразрушающий контроль и т.д. Исследование этих полей в субтерагерцовом диапазоне (длина волны ~ 1 мм) представляет интерес в связи с технической возможностью экспериментально регистрировать распределение интенсивности поля с субволновым пространственным разрешением на различных расстояниях от поверхности искусственно созданной хаотической среды в диапазоне от ближней до дальней волновой зоны в различных режимах рассеяния света; и технической возможностью создания с помощью 3D печати пластиком контролируемой субволновой структуры объемного рассеивателя. Результаты данного исследования будут способствовать разработке новых методов визуализации и контроля света, в том числе в субтерагерцовом диапазоне.

ТЕРГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, СПЕКЛЫ, 3D ПЕЧАТЬ, НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ

ВВЕДЕНИЕ

Спекл-модулированные оптические поля нашли многочисленные применения в различных областях, таких как спекл-интерферометрия, микроскопия [1], фантомное видение [2], спекл-мониторинг потоков [3] и др. Исследование этих полей в субтерагерцовом диапазоне (длина волны ~ 1 мм) представляет особый интерес в связи с технической возможностью экспериментальной регистрации распределения интенсивности поля с субволновым пространственным разрешением на различных расстояниях от поверхности искусственно созданной регулярной или хаотической структуры в диапазоне от ближней до дальней волновой зоны в различных режимах рассеяния света.

В докладе будет показано: 1) как может быть достигнуто высокое пространственное разрешение терагерцовых (ТГц) изображений; 2) как генерировать спеклы, используя распечатанные с помощью 3D-принтера пластиковые блоки с искусственной структурой; 3) какие методы позволяют контролировать статические и корреляционные свойства спекл-структур; 4) как их можно применять для неразрушающего контроля в аддитивных технологиях экструзивной 3D-печати пластиками [4].

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Спеклы — это случайные интерференционные картины, которые образуются при взаимной интерференции когерентных волн, имеющих случайные сдвиги фаз и случайный набор интенсивностей. Спекл-картины могут наблюдаться при прохождении монохроматического света через неоднородную диэлектрическую среду, когда средний размер неоднородностей превышает длину волны λ/8 (условие оптически гладкой поверхности) [5]. В таком случае говорят, что доминирует механизм объёмного рассеяния, связанного с многократным случайным рассеяниям света внутри образца. Характеристики спеклов, генерируемых объемным рассеянием при различных условиях рассеяния, стали особенно актуальными в связи с продемонстрированной возможностью фазового контроля света как для передачи сигнала через рассеивающие среды, так и для фокусировки света внутри рассеивающего материала. Был разработан математический формализм и численные алгоритмы в зависимости от различной плотности рассеивателей [6–8]. Однако экспериментальная проверка в видимом диапазоне затруднительна, так как для этого требуется создавать прецизионные объёмные субволновые структуры для рассевающего объекта. Поэтому, как правило, экспериментальная проверка ведётся в режиме поверхностного рассеяния с помощью фазовых и пространственных модуляторов. С другой стороны, в СВЧ и радиодиапазоне такие искусственные структуры будут крупными, затратными по времени для сборки, к тому же, получение изображений в радиодиапазоне требует наличия безэховых камер.

В настоящее время, с развитием технологии 3D FDM (метод послойного наложения) печати пластиком, широко доступно создание структур из пластика с точностью до 0.1 мм, а с технологией селективного отверждения полимерной смолы с использованием ультрафиолетового излучения (SLA 3D печать) доступна точность печати вплоть до 25 мкм. Также в настоящий момент коммерчески доступны источники ТГц излучения с длиной волны 1 мм и выше, и ТГц камеры с достаточно высоким разрешением (вплоть до 320x240 пикселей), а использование механических микроподвижек позволяет проводить механическое сканирование светового поля с субволновым разрешением вплоть до λ/1000. Перечисленные факторы открывают широкие возможности для экспериментальных исследований спекл-модулированных оптических полей в субТГц диапазоне частот.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для достижения сверхразрешения в ТГц изображении предлагается использовать метод субпиксельного сканирования [9]. Для демонстрации работы метода была проведена съемка статического объекта в несколько этапов при последовательном смещении камеры на субпиксельные расстояния $\Delta x=\Delta y=0{,}75$ мм в плоскости камеры (x, y) в позиции $(0, 0)$, $(\Delta x, 0)$, $(0, \Delta y)$ $(\Delta x, \Delta y)$.

Для проверки работы алгоритма была собрана экспериментальная установка (рис. 1). Параболическое зеркало Thorlabs MPD399-M03 с фокальным расстоянием 22,86 см (9 дюймов) было использовано для создания плоского волнового фронта. В качестве источника ТГц излучения длиной волны ~ 1 мм был использован компактный источник производства

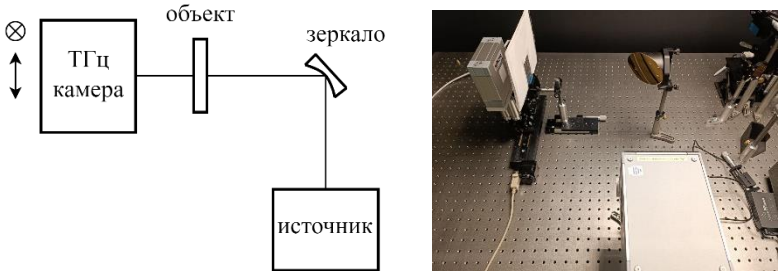


Рис. 1. Схема и фото установки. Стрелками обозначены направления перемещения камеры подвижкой

TeraSense (MWave) с фиксированной рабочей частотой 289,3 ГГц с шириной линии 1 МГц. Для визуализации терагерцового излучения использовалась камера TeraSense Tera-256 (16x16 пикселей, размер пикселя ~1,5 мм).

Из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм были вырезаны 2 отверстия для наблюдения интерференционной картины на камере на расстоянии 55 мм от объекта в излучении монохроматического источника света. Используя 4 шаговый метод субпиксельного сканирования, успешно удалось восстановить изображение интерференционной картины, близкой к моделированной (рис. 2), с двухкратным эффективным разрешением 32x32 пикселя и с разрешающей способностью ~ λ/2.

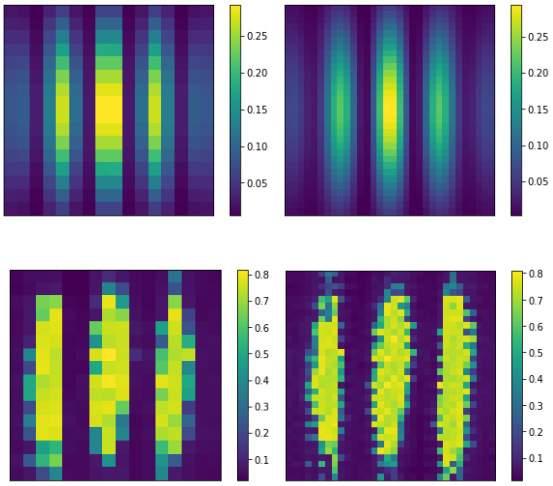


Рис. 2. Моделирование (верхний ряд) и эксперимент (нижний ряд) (левая колонка —обычное разрешение (16x16), сверхразрешение (32x32))

Используемая камера ограничена возможностью приблизить объект вплоть до 2 мм к детектору. Дальняя зона для используемого субТГц излучения составляет 10 мм. Таким образом с помощью данной камеры и источника излучения существует возможность детально исследовать переходную область для ТГц излучения из ближней в дальнюю волновую зону. Это позволяет исследовать границы применимости известных моделей спеклов для дальней волновой зоны.

С развитием аддитивных технологий, появилась возможность быстро создавать разнообразные структуры из пластика с разрешением вплоть до 0.1 мм. Существующее специализированное программное обеспечение (например, слайсер Ultimaker Cura 5.3.1) позволяет задавать различные способы заполнения однородных фигур. В отличии от монолитного пластика, пластиковые объекты, распечатанные по 3D технологии, всегда имеют пористую структуру (то есть наличие воздушных прослоек в зазорах между печатными слоями). В зависимости от процента и способа заполнения пластиком ТГц изображения подобных, внешне монолитных блоков могут существенно различаться по своим свойствам, в том числе механическим. Таким образом с помощью ТГц изображений можно наблюдать внутреннюю структуру, а значит и контролировать качество печати 3D моделей. В случае очень плотного заполнения, возможно определять пористость пластика по показателю преломления [10]. В частности, возможно определять показатель преломления, измеряя зависимость величины отклонения лазерного луча плоскопараллельной пластинкой от угла падения света.

Используя различную толщину линий при печати пластиком, можно задавать плотность рассеивателей (пористость) внутри объекта, а также менять геометрию объекта на его поверхности. Таким образом можно контролировать режимы рассеяния спеклов (объемный и поверхностный).

Для демонстрации возможности контроля и наблюдения спекл-структур было создано несколько структур — 4 блока с линейными размерами 40x40x5 мм из пластика PETG

(производства REC сорта RELAX прозрачного цвета, размер сопла при печати 0.4 мм, температура экструзии 230°C, температура стола 70°C) с различными типами заполнения (Grid, Lightning, Tri-Hexagon, Gyroid) и уровнем заполнения (20%, расстояние между линиями 3 мм) (рис. 3). Для возможности визуального контроля внутренней структуры был выбран прозрачный пластик.

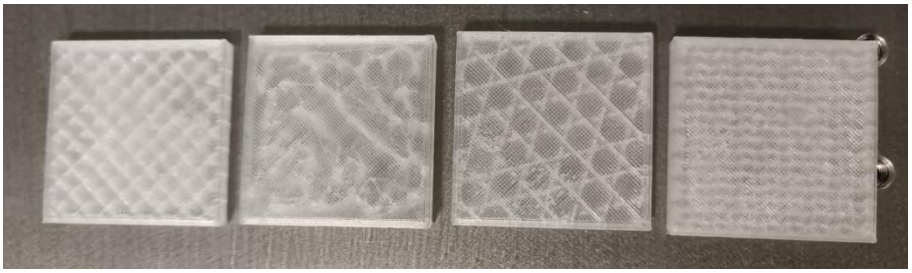


Рис. 3 Внешний вид пластиковых блоков с различным типом заполнений. Блоки с 2 по 4 (слева направо) содержат элементы субволновой структуры (например, щели и отверстия размерами менее 1 мм)

С помощью ТГц камеры при прилегании блоков практически вплотную к её матрице (на расстояние ~ 2 мм) были получены их изображения (32x32 пикселя) методом сверхразрешения субпиксельным сканированием (рис. 4).

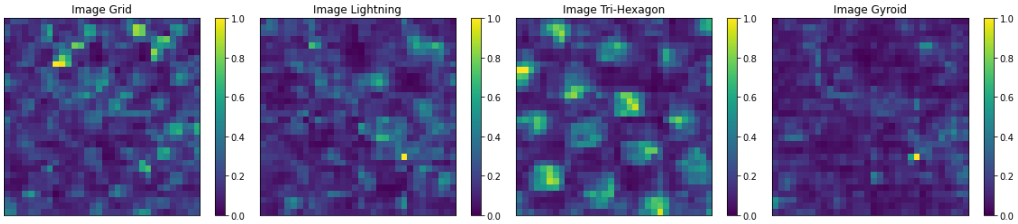


Рис. 4 Внешний вид и ТГц изображения пластиковых блоков, приведенных на рис.3. Для всех изображений здесь и далее использована цветовая шкала Matplotlib “viridis”

На ТГц изображениях видно, что структура блоков различается. При этом все структуры, кроме заполнения Lightning, являются регулярными, хотя на ТГц изображениях регулярность хорошо заметна только для заполнения Tri-Hexagon благодаря достаточно широким отверстиям (~ 5 мм в диаметре). Остальные структуры напоминают хаотичные спекл-картины.

Для анализа пространственного спектра изображения обычно применяется Фурье-образ. Однако преобразование Фурье также не дает однозначного представления о регулярности или нерегулярности структуры на изображении (рис. 5).

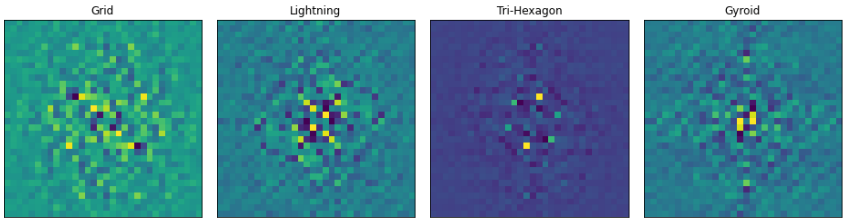


Рис. 5 Фурье-образы изображений (главный компонент занулен) пластиковых блоков с различным типом заполнений

Для анализа корреляционных свойств спекл-картин обычно используется автокорреляционная функция. В таком случае (рис. 6) регулярность заполнения Grid и Tri-Hexagon очевидна. При этом наличие регулярности для Gyroid незаметна, поэтому можно судить, что для данной длины волны плотность неоднородностей достаточно велика, чтобы наблюдать хаотические спекл-структуры.

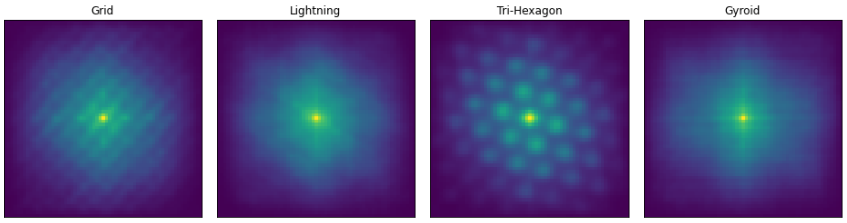


Рис. 6. Двумерный автокорреляционные функции изображений пластиковых блоков с различным типом заполнений

Некоторый шум на изображениях может быть вызван также нелинейным откликом пикселей ТГц камеры [11], и неоднородностями, вызванными дефектами при печати регулярной структуры образцов. Дальнейшие исследования требуют дополнительной калибровки камеры и 3D-принтера для изучения влияния дефектов на соотношения сигнал\шум в полученных изображениях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были получены субТГц изображения регулярных и нерегулярных спекл-структур. Было показано, что с помощью 3D-принтера имеется возможность создания пластиковых объектов с субволновой структурой для изучения спекл-модулированных электромагнитных полей в субТГц диапазоне, образующихся в результате объёмного рассеяния. Статистические свойства спеклов, такие как их функция автокорреляции, позволяют определить однородность и регулярность структуры объекта. Продемонстрированный подход с применением субТГц излучения может быть использован в неразрушающем контроле пластиковых объектов, созданных методом 3D печати. Исследование спекл-модулированных оптических полей в субТГц диапазоне может помочь в понимании процессов рассеяния света в объёмных средах, что необходимо для разработки новых методов визуализации и контроля света.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема FFNS-2022-0009). Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН) [http://ckp.ntcup.ru].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Максимова Л.А., Мысина Н.Ю., Дьяченко, А.А., Рябухо В.П.** Мгновенные спекл-модулированные интерференционные изображения и когерентные эффекты в оптической микроскопии тонких слоев // Журнал технической физики. 2020. Т. 128. № 1. С. 80.
2. **Blagova T.V., Khasanov I.Sh.** Influence of the angular and temporal spectrum of a pseudo-thermal light source on the quality of ghost imaging // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1–4.
3. **Тучин В.В.** Оптическая биомедицинская диагностика. М.: Издательство “Физматлит”, 2006. Т. 1. 560 с.
4. **Бердюгин А.И. и др.** Терагерцовый сканирующий рефлектометр для визуализации строения полимерных конструкций в аддитивном производстве // Ural Radio Engineering Journal. 2021. Т. 5. № 3. С. 207-224.
5. **Франсон М.** Оптика спеклов. Мир, 1980. 171 с.
6. **Goodman J.W.** Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications. Roberts and Company Publishers, 2007. 421 p.

7. **Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В.** Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей. Издательство “Физматлит,” 2009. 288 с.
8. **Lencina A., Solano P., Staforelli J.P., Brito J.M., Tebaldi M., Bolognini N.** Three-dimensional clustered speckle fields: theory, simulations and experimental verification // Opt. Express, OE. 2012. V. 20. № 19. P. 21145–21159.
9. **Блажевич С. В., Винтаев В. Н., Ушакова Н. Н.** Синтез космического изображения с улучшенной разрешающей способностью на основе субпиксельного сканирования // Материалы седьмой всероссийской конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010. Т. 7. №. 2. С. 9-13.
10. **Naftaly M., Savvides G., Alshareef F., Flanigan P., Lui G., Florescu M., Mullen R.A.** Non-Destructive Porosity Measurements of 3D Printed Polymer by Terahertz Time-Domain Spectroscopy: 2 // Applied Sciences. Multidisciplinary Digital Publishing Institute. 2022. V. 12. № 2. P. 927.
11. **Jintamethasawat R., Thanapirom C., Rattanawan P., Cota N., Cota N., Yi C.J., Kasamsook K.** Non-uniformity Correction Algorithm for THz Array Detectors in High-Resolution Imaging Applications // J Infrared Milli Terahz Waves. 2020. V. 41. № 8. P. 940–956.

Blagova T.V.[1,2], Khasanov I.Sh.[1]

[1] Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of the RAS, Russia, 117342, 15 Butlerova Str., Moscow, Russia, E-mail: khasanov@ntcup.ru
[2] Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, 5 2nd Baumanskaya Str., Moscow, E-mail: blagova.tv@ntcup.ru

STUDY OF SPECKLE-MODULATED OPTICAL FIELDS IN THE SUBTERAHERTZ RANGE

ABSTRACT

Speckle-modulated optical fields find applications in various fields, such as speckle interferometry, ghost imaging, and nondestructive testing. The investigation of these fields in the subterahertz (subTHz) range (wavelength ~ 1 mm) is of interest due to the technical feasibility of experimentally capturing the field intensity distribution with subwavelength spatial resolution at different distances from the surface of an artificially created chaotic medium. This investigation covers a distance range from the near to far wave zone, considering different modes of light scattering and the technical capability of creating a controlled subwavelength structure of the volumetric scatterer using plastic 3D printing. The findings of this study will contribute to the development of novel methods for imaging and controlling light, particularly in the subTHz range.

TERAHERTZ RADIATION, SPECKLES, 3D PRINTING, NONDESTRUCTIVE TESTING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.93

Ширшин А.В.[1,2], Федоров А.В.[2]

[1] *Федеральное государственное бюджетное военное образовательное учреждение высшего образования «Военно-медицинская академии имени С.М.Кирова» Министерства обороны Российской Федерации., Россия, 194044, Санкт-Петербург, ул. Академика Лебедева, 6, E-mail: asmdot@gmail.com*

[2] *Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО», Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А., E-mail: afedor62@yandex.ru*

ОЦЕНКА РАДИОМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ПОЛИМЕРНЫХ ОБРАЗЦОВ С РЕГУЛИРУЕМЫМИ СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

АННОТАЦИЯ

Трёхмерная печать в настоящее время достаточно широко применяется для создания изделий из полимерных материалов со сложной формой и внутренней структурой, в том числе медицинского назначения. Для оценки структурно-морфологических особенностей как при проектировании данных изделий в клиниках, так и при контроле качества их изготовления на производстве могут быть использованы радиомические характеристики, получаемые при помощи томографических методов, в частности рентгеновской компьютерной томографии. К указанным характеристикам относят показатели формы, текстурные признаки 1-го рода (гистограммные статистики), текстурные признаки 2-го рода (рассчитанные на основе матриц смежности).

Текстурный анализ часто используется для сегментации и анализа двухмерных изображений, при этом рассчитываемые параметры применимы и для данных большей размерности, но возникает необходимость выявления соответствия текстурных признаков реальным особенностям изделия. Целью настоящего исследования является оценка влияния изменения отдельных структурно-морфологических параметров образцов из полимерных материалов на их текстурные характеристики, полученные методом рентгеновской компьютерной томографии.

Результаты показали высокую согласованность между радиомическими показателями формы образцов и их объективными геометрическими параметрами. Ряд текстурных признаков первого рода (среднее - mean, коэффициент эксцесса - kurtosis) тесно коррелирует с плотностью заполнения образца и химическим составом полимера, а некоторые текстурные характеристики второго рода (в частности, ngtdmBusyness, glrlmGrayLevelNonUniformity, gldmDependenceNonUniformity) показали высокую чувствительность в обнаружении регулярных внутренних структур с использованием одномерной логистической регрессии. На основе радиомических характеристик возможно разделение алгоритмом “случайный лес” (со снижением размерности методом главных

компонент до двух) образцов с одинаковой плотностью заполнения и с различной текстурой, что может быть использовано для автоматизации сегментации томографических данных.

КОМПЬЮТЕРНАЯ ТОМОГРАФИЯ, ПОЛИМЕРНЫЕ КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ, 3D-ПЕЧАТЬ, РАДИОМИКА, ТЕКСТУРНЫЕ ПРИЗНАКИ, МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Трёхмерная печать в настоящее время достаточно широко применяется для создания изделий из полимерных материалов со сложной формой и внутренней структурой, в том числе медицинского назначения. Для оценки структурно-морфологических особенностей как при проектировании данных изделий в клиниках, так и при контроле качества их изготовления на производстве могут быть использованы радиомические характеристики, получаемые при помощи томографических методов, в частности рентгеновской компьютерной томографии. К указанным характеристикам относят показатели формы, текстурные признаки 1-го порядка (гистограммные статистики), текстурные признаки 2-го и более высоких порядков (рассчитанные на основе матриц смежности), благодаря которым, в отличие от медицинских CAD-систем, возможна не только качественная, но и количественная оценка исследуемых структур [1]. Текстурный анализ часто используется для сегментации и анализа двухмерных изображений [2–4], при этом рассчитываемые параметры применимы и для данных большей размерности, но возникает необходимость выявления соответствия текстурных признаков реальным особенностям объекта [5].

Целью настоящего исследования является оценка влияния изменения отдельных структурно-морфологических параметров образцов из полимерных материалов на их радиомические характеристики, полученные методом рентгеновской компьютерной томографии. Для этого в исследовании проведено сравнение измеренных на готовых изделиях морфологических параметров с радиомическими, выполнен корреляционный анализ заданных параметров формы и заполнения с расчётными параметрами формы и гистограммными характеристиками, проведён анализ взаимной корреляции радиомических характеристик для образцов без упорядоченной структуры, построены модели классификации объектов с различной структурой заполнения на основе единичных и множественных радиомических параметров с последующей оценкой результатов предсказания.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В программе для параметрического моделирования FreeCAD были спроектированы образцы изделий различной формы, в том числе с наличием сферических полостей. В дальнейшем при помощи программного пакета Cura был проведён слайсинг созданных моделей с различными параметрами заполнения. Печать моделей проводилась из полилактида без включений (PrintProduct, Россия) и наполненного частицами меди (BestFilament, Россия) на 3D-принтере Ender3 (Creality 3D, КНР) (диаметр сопла 0,4 мм, температура сопла 210 °С, температура печатной платформы 80 °С, высота слоя 0,2 мм, скорость печати 60 мм/с). Внешний вид полученных изделий представлен на рис. 1.

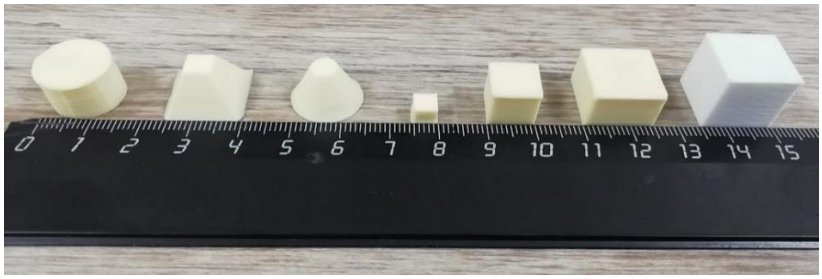


Рис. 1. Внешний вид образцов различной формы

Далее образцы были последовательно отсканированы на компьютерном томографе Aquilion One (Canon, Япония) (шаг сканирования и толщина среза 0,5 мм, диаметр области реконструкции 256 мм, стандартное ядро реконструкции). На полученных сканах в программе 3D Slicer (www.3dslicer.org) [6] была проведена сегментация образцов с нижним порогом -700 HU (порог найден методом треугольной бинаризации) с последующим ручным заполнением пустот внутри образцов при их наличии. Общее количество и типы исследуемых образцов представлены в таблице 1.

Табл. 1. Количество и тип исследуемых образцов

Форма образца	**Размер (д*ш*в), мм**	**Заполнение, %**	**Полости**	**Количество, ед**
цилиндр	15*15*10	100	-	5
усеченная пирамида	15*15*10	100	-	5
усеченный конус	15*15*10	100	-	5
параллелепипед	15*15*10	100	-	5
параллелепипед	15*15*10	33	ячейки заполнения	20
куб	5*5*5	100	-	5
куб	10*10*10	100	-	6
куб	15*15*15	100	-	3
куб	15*15*15	20	ячейки заполнения	3
куб	15*15*15	40	ячейки заполнения	3
куб	15*15*15	60	ячейки заполнения	3
куб	15*15*15	80	ячейки заполнения	3
куб	15*15*15	100	1 сфера 4 мм	9
куб	15*15*15	100	2 сферы 4 мм	3
куб	15*15*15	100	3 сферы 4 мм	9
куб	15*15*15	100	1 сфера 8 мм	3
куб	15*15*15	100	1 сфера 12 мм	3

Для расчёта радиомических показателей было использовано расширение PyRadiomics. Преобразование, обработка данных, статистические расчёты, прогнозирование и визуализация результатов были выполнены при помощи языка программирования Python 3.6 с использованием библиотек pandas 1.5, numpy 1.23, scipy 1.9, scikit-learn 1.9 и matplotlib 3.6 соответственно. Дизайн исследования представлен на рис. 2.

Измерение реальных размеров объектов производилось при помощи штангенциркуля с точностью 0,1 мм. Объём кубов был расчитан как произведение усреднённых длин трёх взаимно перпендикулярных граней. Объём прочих фигур, а также площадь поверхности объектов и объём полостей были расчитаны исходя из заданных параметров печатаемых моделей.

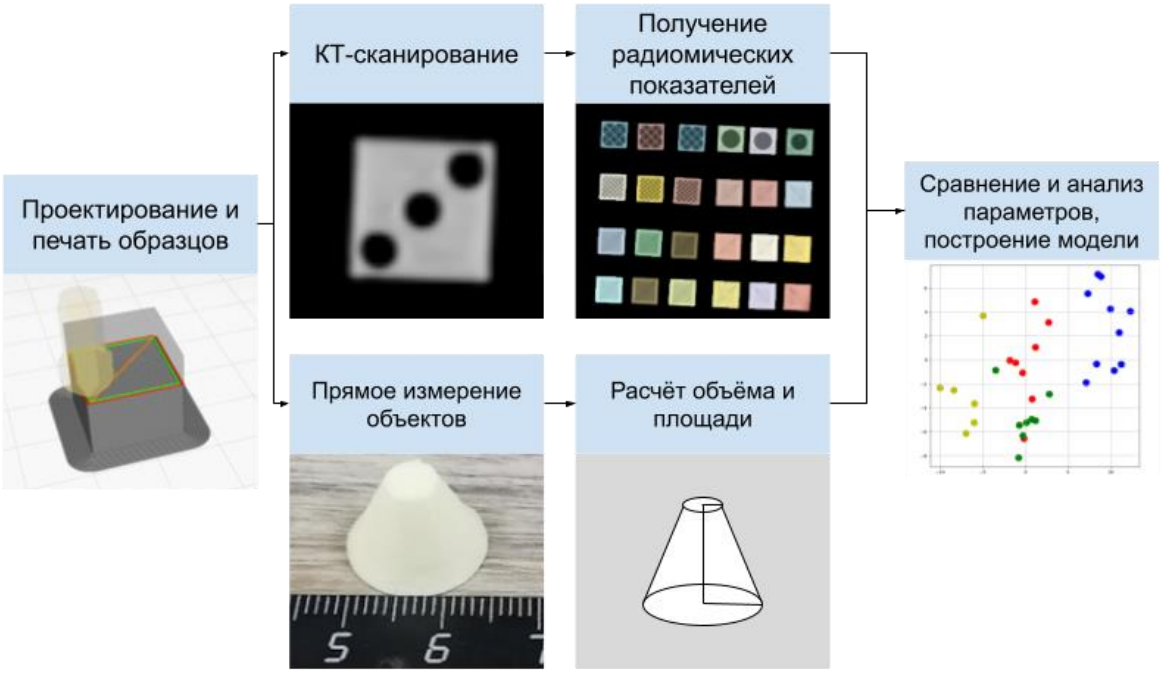


Рис. 2. Дизайн исследования

Проверка на нормальность распределения данных проводилась с использованием критерия Шапиро-Уилка ($p < 0,05$). Корреляция экспериментально измеренных максимального размера и объёма образцов кубической формы ($n = 42$) с соответствующими радиомическими характеристиками была оценена с использованием коэффициента Пирсона ($p < 0,05$). Для оценки взаимосвязи расчётных параметров формы с соответствующими радиомическими показателями формы ($n = 7$) а также содержания высокоплотных компонентов с объёмными гистограмными характеристиками ($n = 14$) был применён коэффициент ранговой корреляции Спирмена ($p < 0,05$). Для проверки различий между гистограммными характеристиками использовали Т-критерий Вилкоксона ($p < 0,05$).

Для обучения и верификации одномерных логит-моделей был использован набор радиомических характеристик образцов различной формы со 100% заполнением ($n = 40$) и с наличием полостей ($n = 90$), доля тестовых значений 0,25. Модель логистической регрессии была построена отдельно для каждого радиомического показателя, при этом оценивалась способность модели отличать образцы с воздушными полостями от моделей с тотальным заполнением пластиком.

С целью кластеризации объектов с одинаковой плотностью, но различной структурой заполнения, были выбраны области размерами 7,5*7,5*7,5 мм из карт сегментации образцов с 33%-ными паттернами заполнения “куб” (тип 1, $n = 40$), “сетка” (тип 2, $n = 40$), “гироид” (тип 3, $n = 40$), “три-шестиугольник” (тип 4, $n = 40$), доля тестовых значений 0,2. Для кластеризации применён классификатор “случайный лес” с предварительным снижением размерности данных методом главных компонент (количество компонент = 2).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При сравнении параметров максимальный размер и объём образцов кубической формы, измеренных экспериментально и вычисленных в рамках подсчёта радиомических показателей (рис. 3) обнаружена выраженная корреляция значений $\rho_d = 0,649$ и $\rho_V = 0,702$ соответственно ($\rho_{05} = 0,304$). Это свидетельствует о том, что изменения реальных размеров объектов могут быть с приемлемой точностью измерены программными средствами. Стоит отметить, что существенное влияние на устойчивость и воспроизводимость как морфологических, так и структурных радиомических характеристик оказывают параметры сканирования и

реконструкции изображений [7]. При этом, как было показано ранее в работе [8], важное значение необходимо также уделять параметрам сегментации.

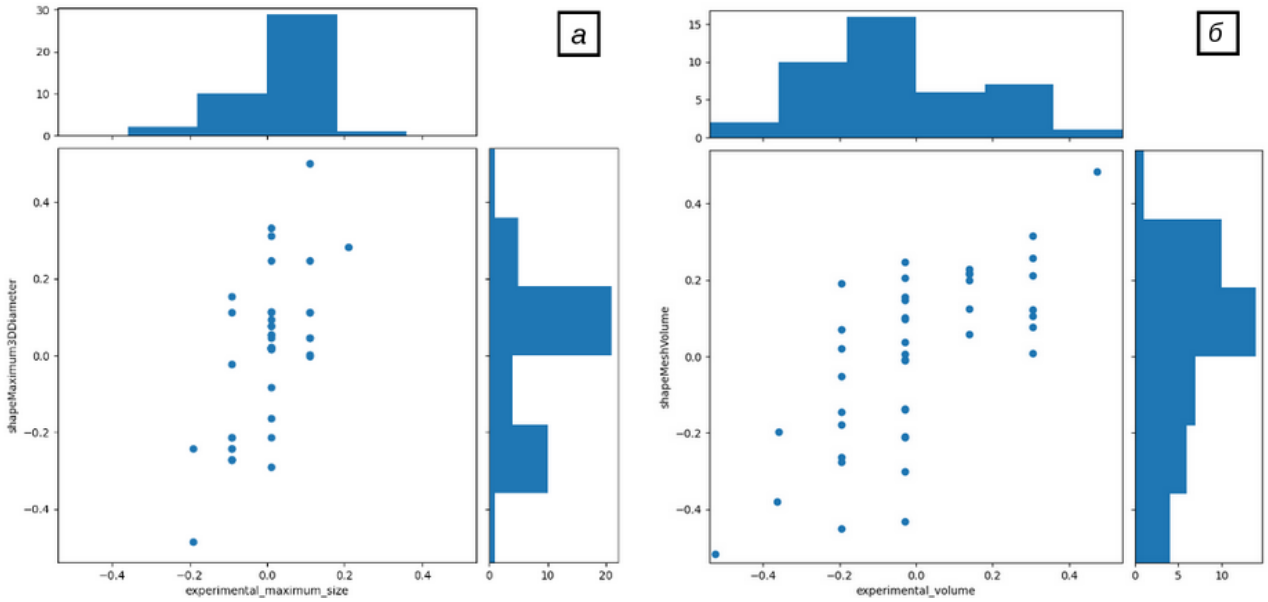


Рис. 3. Диаграммы рассеяния параметра “максимальный размер” (*а*) и “объём модели” (*б*), измеренных экспериментально и программно

Сравнительный анализ показал высокую корреляционную связь для объёма, максимального размера, площади поверхности, соотношения площадь/объём и сферичности (обратного отношения площади поверхности объекта к площади поверхности сферы того же объёма) между их расчётными и радиомическими значениями (таблица 2). Как отмечалось ранее в исследовании [9], корреляция в ряде случаев может быть вызвана тем, что некоторые показатели формы (например, SurfaceVolumeRatio, Sphericity) могут быть выражены через другие (MeshVolume, SurfaceArea), более того SurfaceVolumeRatio не является безразмерным и может показывать различные результаты для объектов с одинаковой формой, но разным размером. Высокая ранговая корреляция между другими морфологическими харктеристиками, например, расчётной площадью и максимальным размером в аксиальной и сагиттальной плоскостях, может быть вызвана особенностями размещения объектов при сканировании, а также относительно невысоким разнообразием форм [10].

Так как опытные образцы состояли преимущественно из комбинаций полилактида, обладающего относительно высокой рентгеновской плотностью и воздуха (рентгеновская плотность которого считается минимальной в шкале Хаунсфилда) в различных соотношениях, то как и следовало ожидать, среднее значение плотности положительно коррелирует с относительным содержанием высокоплотного компонента в образце (таблица 3) [11]. Коэффициент эксцесса также может быть использован для отражения относительного содержания пластика, так как при увеличении последнего возрастает доля высоких частот за счёт снижения вклада частичного объёмного эффекта. Тем не менее, в случае с низким, но относительно равномерным заполнением, данный эффект, напротив, может вносить существенный вклад и приводить к ошибочной интерпретации коэффициента эксцесса.

Несмотря на более высокую ранговую корреляцию между относительным содержанием пластика и параметрами firstorderUniformity и firstorderEntropy, последние могут принимать различные значения для образцов с одинаковой плотностью заполнения. В частности, анализируя полученные результаты, для образцов заполнения типа 1 и 2 не получены значимые различия в характеристиках firstorderMean (p = 0,253) и firstorderKurtosis (p = 0,118) но для параметров firstorderUniformity и firstorderEntropy выявлены статистически значимые отличия между группами (p = $5{,}8 \cdot 10^{-7}$ и p = $4{,}1 \cdot 10^{-6}$, соответственно), что может быть

объяснено разным количеством частот при одинаковых характеристиках кривых распределения значений рентгеновской плотности для этих образцов.

Табл. 2. Показатели ранговой корреляции расчётных и радиомических геометрических параметров для объектов различной формы (r_{05} = 0,754)

Параметр	**Объём**	**Макс. размер**	**Площадь**	**Площадь/объём**	**Сферичность**
Elongation	0.857	0.75	0.821	-0.821	-0.143
Flatness	-0.107	-0.143	-0.179	-0.036	0.464
LeastAxisLength	0.929	0.821	0.857	-0.964	0
MinorAxisLength	0.964	0.929	1	-0.893	-0.393
MajorAxisLength	0.964	0.929	1	-0.893	-0.393
Maximum2DDiameterColumn	0.857	0.929	0.893	-0.714	-0.536
Maximum2DDiameterRow	0.964	0.929	1	-0.893	-0.393
Maximum2DDiameterSlice	0.964	0.929	1	-0.893	-0.393
Maximum3DDiameter	0.964	1	0.929	-0.893	-0.321
MeshVolume	1	0.964	0.964	-0.964	-0.214
Sphericity	-0.429	-0.571	-0.536	0.25	0.893
SurfaceArea	0.964	0.929	1	-0.893	-0.393
SurfaceVolumeRatio	-0.964	-0.893	-0.893	1	0.071
VoxelVolume	1	0.964	0.964	-0.964	-0.214

Табл. 3. Показатели ранговой корреляции доли пластика и объёмных гистограммных параметров для объектов с различным заполнением (r_{05} = 0,532)

Параметр	**r_S**	**Параметр**	**r_S**
10Percentile	0.366	Median	0.698
90Percentile	0.55	Minimum	-0.359
Energy	-0.765	Range	0.368
Entropy	-0.872	RobustMeanAbsoluteDeviation	-0.21
InterquartileRange	-0.516	RootMeanSquared	-0.793
Kurtosis	0.807	Skewness	-0.636
MeanAbsoluteDeviation	-0.028	TotalEnergy	-0.765
Mean	0.833	Uniformity	0.882
Maximum	0.582	Variance	0.061

Результаты обучения моделей одномерной логистической регрессии по каждой из текстурных характеристик 2-го порядка показали, что ни один из параметров не может обеспечить 100% точность предсказания наличия или отсутствия заданных полостей в структуре образцов (таблица 4).

Табл. 4. Результаты предсказания наличия полостей одномерными логит-моделями

Характеристика	Специфичность	Чувствительность	F1-мера	Точность
glcmClusterShade	0.85	0.773	0.81	0.758
ngtdmBusyness	0.808	0.955	0.875	0.818
glrlmGrayLevelNonUniformity	0.778	0.955	0.857	0.788
gldmDependenceNonUniformity	0.724	0.955	0.824	0.727

Тем не менее, некоторые из логит-моделей демонстрируют относительно высокую (AUC > 0,7) предсказательную способность (рис. 4), а в случае использования характеристик ngtdmBusyness, glrlmGrayLevelNonUniformity, gldmDependenceNonUniformity - высокую (> 95 %) чувствительность в обнаружении регулярных внутренних структур. Для улучшения предсказательной способности модели регрессии может быть эффективным сочетание нескольких наиболее информативных характеристик [12].

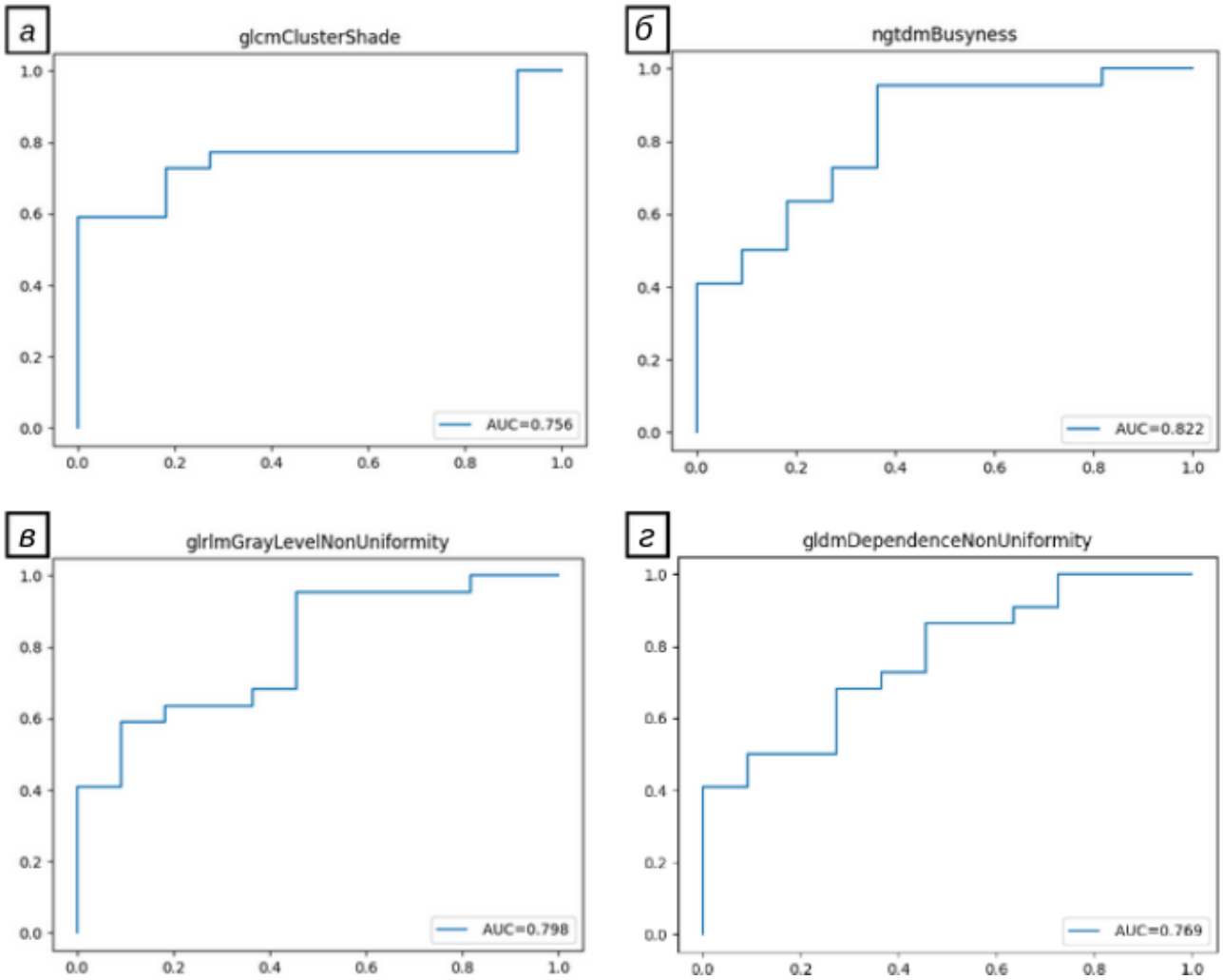


Рис. 4. ROC-кривые для одномерных логит-моделей по предсказанию наличия полостей: glcmClusterShade (*а*), ngtdmBusyness (*б*), glrlmGrayLevelNonUniformity (*в*), gldmDependenceNonUniformity (*г*)

Внешний вид структур заполнения, выбранных для классификации и результат снижения размерности их радиомических характеристик методом главных компонент (доля объяснённой дисперсии составила 0,614) в обучающей выборке представлены на рис. 5.

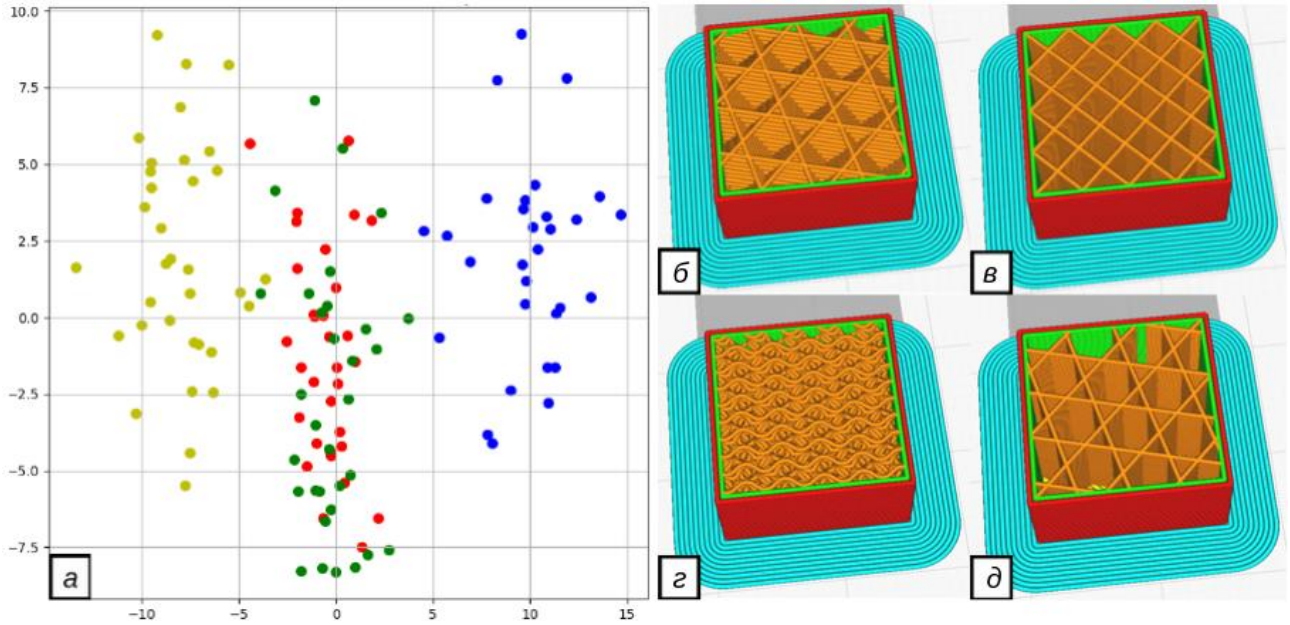


Рис. 5. Результаты разделения обучающей выборки образцов с различной трёхмерной текстурой (*а*): красный – тип 1 (*б*), зелёный – тип 2 (*в*), синий – тип 3(*г*), жёлтый – тип 4(*д*)

Точность классификации алгоритмом “случайный лес” обработанных таким образом радиомических характеристик образцов из тестовой выборки составила 0,906, что позволяет рассматривать данный способ для автоматизации сегментации трёхмерных объектов, сочетающих в себе различную структуру заполнения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты показали высокую согласованность между радиомическими показателями формы образцов и их объективными геометрическими параметрами. Ряд текстурных признаков первого рода (в частности, firstorderMean, firstorderKurtosis) тесно коррелирует с плотностью заполнения образца и химическим составом полимера, а некоторые текстурные характеристики второго рода (в частности, ngtdmBusyness, glrlmGrayLevelNonUniformity, gldmDependenceNonUniformity) показали высокую чувствительность в обнаружении регулярных внутренних структур с использованием одномерной логистической регрессии. На основе радиомических характеристик возможно разделение алгоритмом “случайный лес” (со снижением размерности методом главных компонент до двух) образцов с одинаковой плотностью заполнения и с различной текстурой, что может быть использовано для автоматизации сегментации томографических данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gillies R.J., Kinahan P.E., Hricak H.** Radiomics: Images Are More than Pictures, They Are Data // Radiology. 2016. № 278. С. 563–577.
2. **Malik J., Belongie S., Leung T., Shi J.** Contour and Texture Analysis for Image Segmentation // International Journal of Computer Vision. 2001. № 43. С. 7–27.
3. **Kinge S., Rani S., Sutaone M.s.** Markov Random Field Based Color Texture Segmentation // International Journal of Recent Technology and Engineering. 2020. № 8. С. 1055–1060.
4. **Abuhussein M., Robinson A.** Obscurant Segmentation in Long Wave Infrared Images Using GLCM Textures // Journal of Imaging. 2022. № 8. С. 266.

5. **Tesar L., Shimizu A., Smutek D., Kobatake H., Nawano S.** Medical image analysis of 3D CT images based on extension of Haralick texture features // Computerized Medical Imaging and Graphics. 2008. № 32. С. 513–520.
6. **Fedorov A., Beichel R., Kalpathy-Cramer J., Finet J., Fillion-Robin J.-C., Pujol S., Bauer C., Jennings D., Fennessy F., Sonka M., Buatti J., Aylward S., Miller J.V., Pieper S., Kikinis R.** 3D Slicer as an Image Computing Platform for the Quantitative Imaging Network // Magnetic Resonance Imaging. 2012. № 30. С. 1323–1341.
7. **Varghese B.A., Hwang D., Cen S.Y., Lei X., Levy J., Desai B., Goodenough D.J., Duddalwar V.A.** Identification of robust and reproducible CT-texture metrics using a customized 3D-printed texture phantom // Journal of Applied Clinical Medical Physics. 2021. № 22. С. 98-107.
8. **Shirshin A.V., Zheleznyak I.S., Malakhovsky V.N., Kushnarev S.V., Gorina N.S.** Evaluation of geometric deviations in rapid prototyped three-dimensional models created from computed tomography data // Digital Diagnostics. 2021. № 2. С. 277–288.
9. **Limkin E.J., Reuzé S., Carré A., Sun R., Schernberg A., Alexis A., Deutsch E., Ferté C., C. Robert** The complexity of tumor shape, spiculatedness, correlates with tumor radiomic shape features // Scientific Reports. 2019. № 9. Ст. 4329.
10. **Raisi Z., Gkontra P., Jaggi A., Cooper J., Augusto J., Bhuva A., Davies R., Manisty C., Moon J., Munroe P., Harvey N., Lekadir K. Petersen, S.** Repeatability of Cardiac Magnetic Resonance Radiomics: A Multi-Centre Multi-Vendor Test-Retest Study // Frontiers in Cardiovascular Medicine. 2020. Т. 7. Ст. 586236.
11. **Yu Q., Liu J., Lin H., Lei P., Fan B.** Application of Radiomics Model of CT Images in the Identification of Ureteral Calculus and Phlebolith // International Journal of Clinical Practice. 2022. Т. 14. Ст. 5478908.
12. **Yang Y., Li W., Kang Y., Guo Y., Yang K., Li Q., Liu Y., Yang C., Chen R., Chen H., Li X., Cheng L.** A novel lung radiomics feature for characterizing resting heart rate and COPD stage evolution based on radiomics feature combination strategy // Mathematical Biosciences and Engineering. 2022. № 19. С. 4145–4165.

Shirshin A.V.[1,2], Fedorov A.V.[2]

[1]Military Medical Academy, Russia, 194044, St. Petersburg, Acad. Lebedeva st., 6,
E-mail: asmdot@gmail.com
[2]ITMO University, Russia, 197101, St. Petersburg, Kronverksky pr., 49, lit. A,
E-mail: afedor62@yandex.ru

EVALUATION OF X-RAY COMPUTED TOMOGRAPHY RADIOMIC FEATURES FOR POLYMER SAMPLES WITH ADJUSTABLE STRUCTURAL AND MORPHOLOGICAL PARAMETERS

ABSTRACT

Additive manufacturing (3D-printing) is currently used widely enough to create polymeric products with a complex shape and internal structure, including for medical applications. To assess the structural and morphological features both in the design of these products in clinical areas and in quality control in production, radiomic features extracted from volumetric imaging data, in particular X-ray computed tomography, can be used. These characteristics include shape-based features, first order (histogram) statistics, second-order statistics (based on gray-tone spatial-dependence matrices).

Texture analysis is often used for segmentation and analysis of two-dimensional images, and its parameters can also be applied to high-dimensional data, but there is a need to find the correspondence between texture features and real object features. The purpose of this study is to investigate the effect of changes in individual structural and morphological parameters of polymer samples on their shape- and texture-based characteristics obtained by X-ray computed tomography.

The results showed a high agreement between the shape-based radiomic features of the samples and their objective geometrical parameters. A number of first-order textural features (e.g. mean, kurtosis) closely correlate with the sample filling density and chemical composition of the polymer, and some second-order features (in particular, ngtdmBusyness, glrlmGrayLevelNonUniformity, gldmDependenceNonUniformity) showed high sensitivity (> 0.9) in detecting regular internal structures (AUC > 0.7). Radiomic features are applicable for classification (by random forest classifier with principal component analysis) of samples with different structure and same infill density (accuracy > 0.9).

COMPUTED TOMOGRAPHY, POLYMER COMPOSITES, RADIOMICS, 3D-PRINTING, TEXTURE ANALYSIS, MACHINE LEARNING

СемнадцатаяМеждународная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 53.083.9

Усманова Ш.Ш., Скорнякова Н.М., Сапронов М.В., Неткачев В.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: ShirinUsmanova25@mail.ru

ТЕСТИРОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МЕТОДА МУЛЬТИЦВЕТНОЙ АИЧ НА ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена тестированию работоспособности метода мультицветной анемометрии по изображениям частиц на ламинарном жидком потоке, сформированном в стеклянной трубке с внутренним диаметром 8 мм. Метод мультицветной анемометрии по изображениям частиц (МАИЧ) является одной из модификаций метода анемометрии по изображениям частиц (АИЧ). Основное отличие метода МАИЧ от других близких по сущности модификаций заключается в обратном подходе подбора источников лазерного излучения. Для МАИЧ измерений в качестве зондирующего излучения предполагается применять три лазерных плоскости с длинами волн 450, 550 и 650 нм. Подобная модернизация позволяет получить векторные поля скоростей одновременно в трёх плоскостях. В работе сформулирован алгоритм проведения измерений методом МАИЧ и обработки регистрируемых данных. Разработана экспериментальная установка для одновременной реализации АИЧ и МАИЧ измерений, проведена серия экспериментов, в результате которой была визуализирована структура исследуемого потока и построены векторные поля скоростей в трех лазерных плоскостях МАИЧ методом, построено векторное поле скоростей в центральной (зеленой) лазерной плоскости АИЧ методом. Полученные распределения скоростей трассирующих частиц лежат в диапазоне от 19,8 до 38,9 мм/с для красной лазерной плоскости, от 22,7 до 41,7 мм/с для зеленой лазерной плоскости и от 20,4 мм/с до 39,1·мм/с для синей лазерной плоскости.

МУЛЬТИЦВЕТНАЯ АНЕМОМЕТРИЯ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ, ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ ПОТОКА, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОТОКА

ВВЕДЕНИЕ

Метод анемометрии по изображениям частиц (общепринятое международное название PIV – Particle Image Velocimetry) в настоящее время является одним из широко используемых методов диагностики и визуализации потоков в газовых и жидких средах. В отличие от одноточечных методов, анемометрия по изображениям частиц (АИЧ) позволяет выполнять мгновенные полевые измерения и получать пространственное распределение скорости в измерительной области потока. Основным достоинством метода АИЧ является широкий динамический диапазон измеряемых скоростей, что дает ему преимущества при исследовании вихревых турбулентных течений [1-4].

Передовые на сегодняшний день модификации метода АИЧ такие как стерео или томографический метод АИЧ позволяют получать наиболее полную информацию о структуре потока по сравнению с планарным методом исследования АИЧ. Главным преимуществом этих методов является возможность измерения пространственного распределения скорости потока и его трехмерной визуализации [5-7].

Существует еще одна модификация метода АИЧ. В англоязычных источниках она часто встречается под названиями «Reconfigurable Rainbow PIV», «Colour-coded tomography», «Multicolour Confocal micro-Particle Image Velocimetry» и «Multicolor Particle Image Velocimetry» [8-13]. Основное отличие данной модификации других в том, что в качестве зондирующего излучения применяется не одна лазерная плоскость, а несколько при чём разных длин волн. Подобная модернизация позволяет получать векторные поля скоростей одновременно в нескольких плоскостях. Тем не менее, на сегодняшний день пока не существует строго однозначного алгоритма реализации данного метода, поскольку он ещё находится в процессе активного развития.

В работе [8] принцип работы метода многоцветной томографической АИЧ основан на освещении объёма потока диспергированным светом сплошного спектрального состава и на последующей регистрации, и анализе рассеянного света от различных цветовых областей/слоёв. Из предположения, что при разложении экспериментального изображения на цветовые каналы, определенному цветовому каналу будет соответствовать отклик матрицы камеры от соответствующей лазерной плоскости, автор предлагает использовать только одну камеру для получения информации о трёхмерной структуре потока. Тем не менее, следует отметить, что не всегда результаты измерения многоцветной томографической АИЧ могут оказаться правдивыми, поскольку нет строгого соответствия между информацией, содержащейся в каком-либо цветовом канале, полученной при разложении экспериментального изображения на цветовые компоненты цифровыми методами, и информацией, переносимой оптическим сигналом соответствующего цвета. Это связано с применением цветной видеокамеры в качестве детектора, а именно с её чувствительностью. Поскольку, типичная кривая отклика камеры, как правило, неравномерна.

В работе [9] для реализации метода реконфигурируемого радужного АИЧ авторы предлагают освещать измерительную область несколькими световыми плоскостями, полученными путем разложения белого света в спектр с помощью дифракционного элемента и применения цилиндрических линз. Основное преимущество данного метода заключается в возможности пространственного расширения измерительной области потока, за счёт применения систему из двух дифракционный элементов и дифракционного объектива с варифокальным кодированием.

МЕТОДОЛОГИЯ

Близким по сущности к многоцветной томографической и реконфигурируемой радужной АИЧ является метод мультицветной анемометрии по изображениям частиц [11-13]. Отличие МАИЧ метода от ранее рассмотренных заключается в обратном подходе подбора источников лазерного излучения.

Принцип работы метода основан на регистрации положения частиц-трассеров в рассеянном свете, которые искусственно вводятся в поток через небольшие интервалы времени. Засеивающие частицы подбираются таким образом, чтобы они двигались со скоростью потока и не вносили в него никакого возмущения. Для выполнения этих условий необходимо, чтобы частицы были малы, а их плотность близка к плотности потока. В методе МАИЧ в качестве зондирующего излучения используются красная, зеленая и синяя параллельные лазерные плоскости, расположенные на небольшом расстоянии друг от друга. Лазерные модули подбираются таким образом, чтобы при разделении экспериментального изображения по трём цветам сигнал от каждой плоскости присутствовал только в одном из

трех цветовых каналов. Регистрация положения частиц-трассеров в потоке осуществляется с помощью цветной цифровой фотокамеры (Рис.1.).

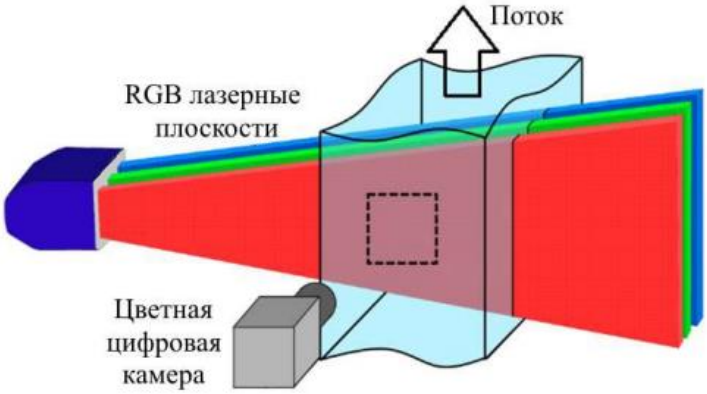


Рис. 1. Принцип работы метода мультицветной анемометрии по изображениям частиц [12]

Полученные изображения будут иметь три цветовые RGB компоненты. Если применить кросскорреляционную обработку к каждой паре изображений по каждому цветовому каналу в программе Pivview, возможно построить векторные поля скоростей исследуемого потока одновременно в трех плоскостях. А на основе результатов обработки экспериментальных изображений можно найти распределение вертикальной и горизонтальной составляющих векторов скорости частиц по заданным сечениям потока. Затем, если выполнить построение в пространстве распределений вертикальной и горизонтальной компонент скорости для множества сечений потока в каналах красного, зеленого и синего цветов и провести аппроксимацию полученных плоскостей, то возможно будет визуализировать трёхмерное поле скоростей исследуемого потока.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследования проводились на ламинарном жидком потоке, созданном в стеклянной U-образной трубке с внутренним диаметром 8 мм (рис. 2). Предварительно перед началом эксперимента жидкость внутри трубки была засеяна сажей с линейными размерами в пределах 65-100 мкм. Поскольку объект исследования по сути работал как цилиндрическая линза, то для уменьшения его оптической силы трубка была помещена в кювету с жидкостью. За область исследования была принята область трубки, выделенная на рисунке 2 красным квадратом.

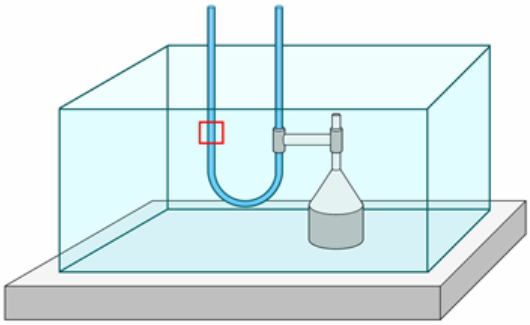


Рис. 2. Объект исследования

В основу принципа работы экспериментальной установки для определения распределения скорости исследуемого потока был положен метод анемометрии по изображениям частиц и мультицветной анемометрии по изображениям частиц.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 3. Для реализации МАИЧ измерений в качестве источника излучения были использованы три лазерных плоскости, сформированных лазерными модулями с длинами волн 450, 550 и 650 нм и оптической системой. Лазерные модули подбирались таким образом, чтобы при разделении экспериментального изображения, по трём цветовым RGB каналам, сигнал от каждого модуля преимущественно присутствовал только в одном из них. Регистрация положения частиц сажи одновременно в трех RGB плоскостях производилась с помощью цветной цифровой фотокамеры Nikon 1 J5. Запись производилась с частотой съёмки 60 кадров/с. В результате каждое регистрируемое изображение, содержало информацию о распределении векторного поля скоростей потока в трех плоскостях, расположенных на расстоянии 1 мм друг от друга. Толщина лазерных плоскостей составляла чуть меньше 1 мм.

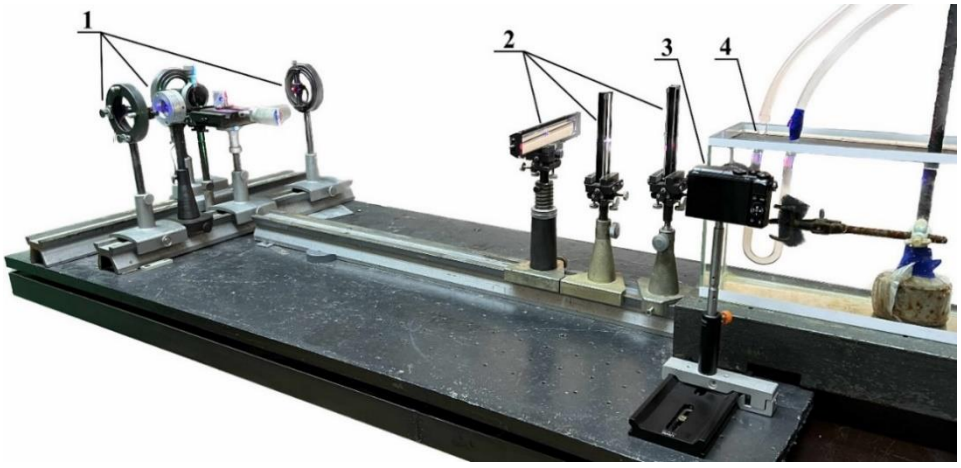


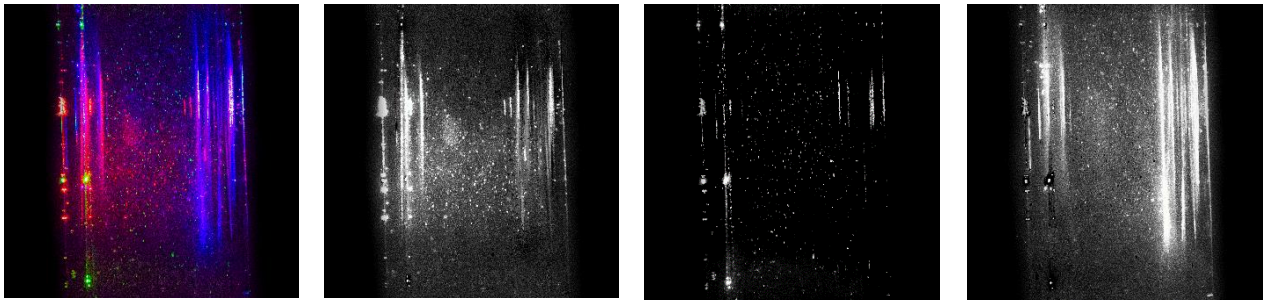
Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерные модули с длинами волн 450, 550 и 650 нм; 2 – оптическая система формирования лазерных плоскостей; 3 – цветная цифровая камера Nikon 1 J5; 4 – стеклянная трубка диаметром 8 мм

Для проведения АИЧ измерений с противоположной стороны кюветы соосно оптической оси цветной цифровой камеры была расположена высокоскоростная монохромная камера Optronis. Поскольку в результате АИЧ измерений предполагалось регистрировать положение частиц сажи в зеленой лазерной плоскости, перед камерой был помещен светофильтр с полосой пропускания 530-560 нм для устранения паразитного сигнала от двух других плоскостей. Запись производилась с частотой съёмки 225 кадров/с.

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

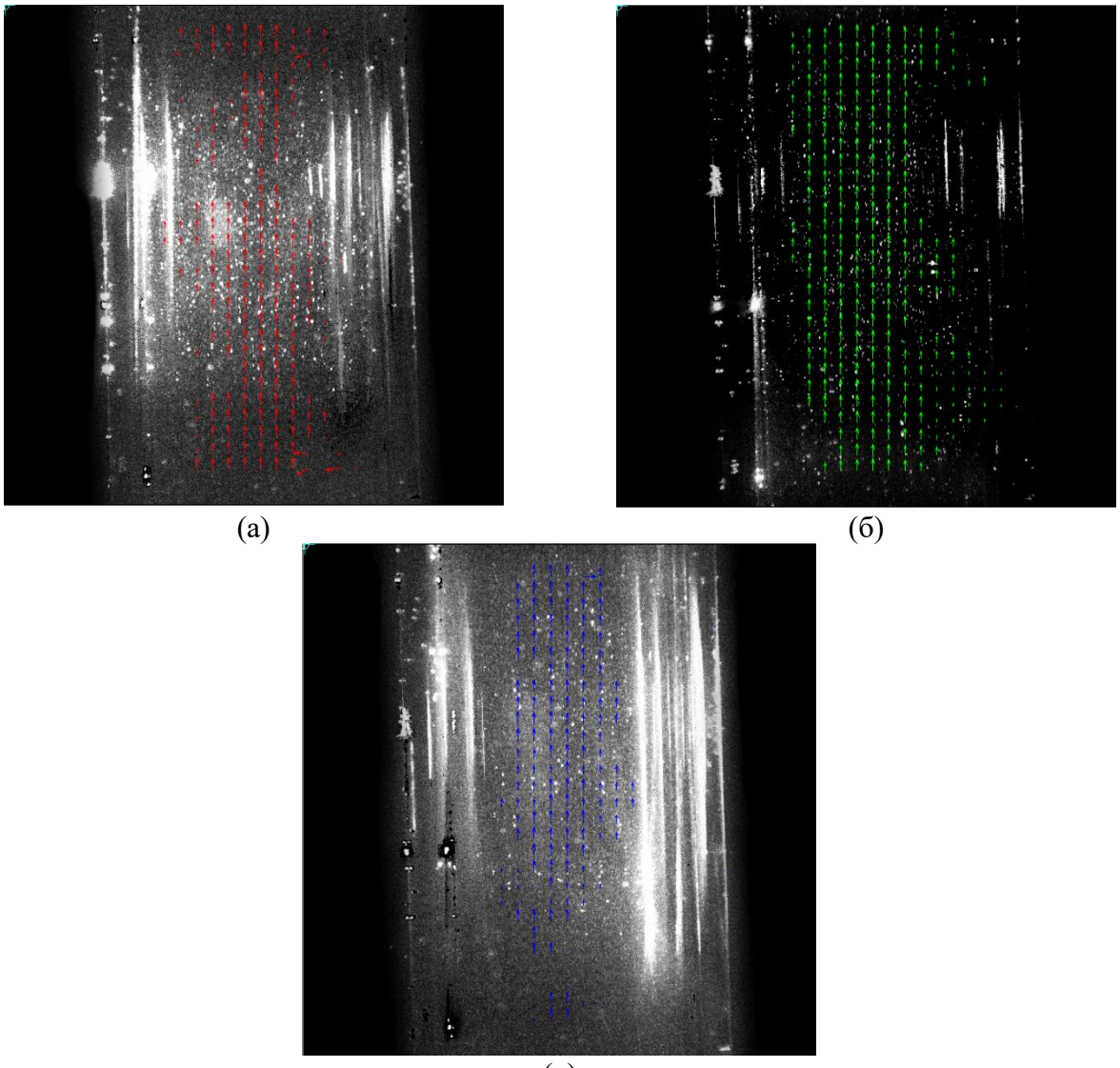
Обработка результатов МАИЧ измерений осуществлялась следующим образом. Каждое экспериментальное изображение предварительно раскладывалось по трем цветовым RGB каналам. На рисунке 4 приведен пример разложения одного из МАИЧ изображений.

Далее к паре изображений, соответствующих определенному цветовому каналу, применялся кросс-корреляционный анализ в программе PIVviewd2C Обработка производилась при следующих параметрах: стандартный кросс-корреляционный алгоритм, размеры окна опроса 256×256 пикселя, перекрытие составляло 75%. После чего рассчитанные значения скорости выводились из программы в виде текстового файла, и на их основе производился дальнейший анализ структуры потока. На рисунке 5 показан пример кросскорреляционной обработки над одной из пар экспериментальных МАИЧ изображений. Полученные распределения скоростей трассирующих частиц лежат в диапазоне от 19,8 до 38,9 мм/с для красной лазерной плоскости, от 22,7 до 41,7 мм/с для зеленой лазерной плоскости и от 20,4 до 39,1·мм/с для синей лазерной плоскости. Как видно из векторных полей (рис.5) наибольшая скорость потока наблюдается в центре стеклянной трубки, а по краям скорость падает практически в два раза, что свидетельствуем о том, что поток в трубке ламинарный.



(а) (б) (в) (г)

Рис. 4. Пример разложения экспериментального МАИЧ изображения по трем цветовым каналам:
(а) – экспериментальное изображение, (б) – красный цветовой канал, (в) – зеленый цветовой канал,
(г) – синий цветовой канал



(а) (б)

(в)

Рис. 5. Векторное поле скоростей: (а) – в красной лазерной плоскости, (б) – в зеленой лазерной плоскости,
(в) – в синей лазерной плоскости

На рисунке 6 показан пример кросскорреляционной обработки над одной из пар экспериментальных АИЧ изображений. Обработка производилась при следующих параметрах: стандартный кросс-корреляционный алгоритм, размеры окна опроса 128×128 пикселя, перекрытие составляло 75%. Полученное распределение скоростей трассирующих частиц лежит в диапазоне от 21,4 до 41,3 мм/с.

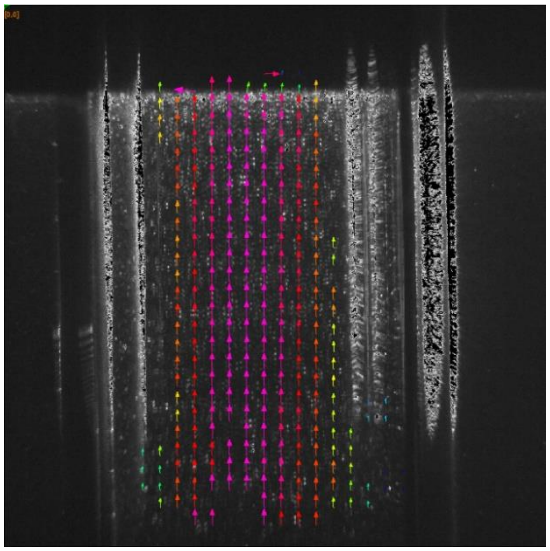


Рис. 6. Векторное поле скоростей в зеленой лазерной плоскости, полученное АИЧ методом

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы была собрана экспериментальная установка, в основу принципа работы которой был положен метод анемометрии и мультицветной анемометрии по изображениям частиц. Следует отметить, что для корректной работы метода МАИЧ необходимо подбирать источники лазерного излучения синего, зеленого и красного цвета таким образом, чтобы при разложении изображения по трем цветовым каналам сигнал от каждой из плоскостей преимущественно присутствовал только в одном из цветовых каналов. На основе разработанной экспериментальной установки был исследован жидкий поток, сформированной в U-образной стеклянной трубки с диаметром 8 мм. Измерения производились в прямой части стеклянной трубки. В ходе экспериментов была визуализирована структура потока и построены векторных поля скоростей в трех плоскостях, расположенных на расстоянии 1 мм друг от друга. Как видно их экспериментальных результатов наибольшая скорость потока наблюдается в стеклянной трубке, а ближе к краям трубки скорость падает, при чем практически в два раза, что свидетельствует о выполнении закона Пуазёйля. В дальнейшем планируется исследовать структуру потока в области U-образного изгиба и построить трехмерную структуру потока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Raffel M., Willert C. E., Kompenhans J.** Particle image velocimetry. A practical guide. // Springer International Publishing, 2018.
2. **Мочалова А.А., Варакасин А.Ю., Арбеков А.Н.** Измерения полей скорости нестационарных воздушных вихрей методом анемометрии по изображениям частиц // Измерительная техника №3. 2019 С. 37-41.
3. **Антоненков Д.А.** Определение скорости течения водного потока с использованием методов визуализации // Научная визуализация. Т. 12. № 5. 2020. С. 102-111.
4. **Скорнякова Н.М., Сычев Д.Г., Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э**. Визуализация вихревых структур методом анемометрии по изображениям частиц // Научная визуализация. Т. 7. № 3. 2015. С. 15-24.
5. **Знаменская И.А.** Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор. // Научная визуализация. 2021. С. 48.
6. **Hu H.** Stereo Particle Imaging Velocimetry Techniques: Technical Basis, System Setup, and Application // Handbook of 3D Machine Vision: Optical Metrology and Imaging. 2017. P. 414.

7. **Miao G., Xuelin T., L. Xiaoqin, Fujun W.** Stereo PIV measurement of vortices in a model pump intake // IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2019. P. 10.
8. **Bodo R.** Colour-coded tomography in fluid mechanics // Optics & Laser Technology. 2011. P. 375-380.
9. **Jinhui X., Qiang F., King A., Ramzi I.** Reconfigurable rainbow PIV for 3D flow measurement // Conference: 2018 IEEE International Conference on Computational Photography (ICCP). 2018. P. 1-9.
10. **M Oishi M., Kinoshita H., Fujii T., Oshima M.** Simultaneous measurement of internal and surrounding flows of a moving droplet using multicolour confocal micro-particle image velocimetry (micro-PIV) // Measurement Science and Technology. 2011. P. 1-10.
11. **Баюн С.В., Скорнякова Н.М.** Исследование тепловых потоков методом мультицветной анемометрии по изображению частиц // Радиоэлектроника, электроника и энергетика: Двадцать вторая Междунар. науч.-техн. конф. Студентов и аспирантов: тез. докл. – М.: Издательский дом МЭИ, 2016. – С. 123.
12. **Usmanova S.S., Skornyakova N. M., Anikeev A. V., Evtikhieva O. A**. The study of vortexes based on the multi colored particle image velocimetry technique // Journal of Physics: Conference Series, 2019. P.7.
13. **Usmanova S.S., Skornyakova N.M., Belov Yu.S., Sapronov M.V.** Development of the optical electronic setup for carrying out measurements by multicolor Particle Image Velocimetry // Journal of Physics: Conference Series. 2021. P. 1–8.

Usmanova S.S., Skornyakova N.M., Sapronov M.V., Netkachev V.V.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennayast., 14, E-mail: ShirinUsmanova25@mail.ru

STUDYING THE OPERABILITY OF THE MULTI COLOR PIV ON A LAMINAR FLOW

ABSTRACT

The paper is devoted to studying the operability of the multicolour Particle Image Velocimetry on a laminar liquid flow formed in a glass tube with an inner diameter of 8 mm. The multicolor Particle Image Velocimetry (MPIV) method is one of the modifications of Particle Image Velocimetry (PIV) method. The main difference between the MPIV and other modifications similar in essence lies in the reverse approach to the selection of laser radiation sources. For MPIV measurements, three laser planes with wavelengths of 450, 550 and 650 nm are supposed to be used as probing radiation. Such modernization makes it possible to obtain velocity vector fields simultaneously in three planes. The paper formulates an algorithm for carrying out measurements by the MPIV method and processing the recorded data. An experimental setup was developed for the simultaneous implementation of PIV and MPIV measurements, a series of experiments was carried out, as a result of which the structure of the flow under study was visualized and velocity vector fields were constructed in three laser planes by the MPIV method, a velocity vector field was constructed in the central (green) laser plane by the PIV method. The obtained velocity distributions of tracer particles range from 19,8 to 38,9 mm/s for the red laser plane, from 22,7 to 41,7 mm/s for the green laser plane and from 20,4 to 39,1 mm/s for the blue laser plane.

MULTICOLOUR PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, FLOW VELOCITY FIELD, FLOW VISUALIZATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 666.7:66.083; 535.8; 535.24

Быков А.А.[1,2], Корнеева А.А.[1], Андреев А.В.[1], Белых А.Ю.[1,2], Кукушкин В.А.[1], Ляшенко А.И.[1], Кутуза И.Б. [1]

[1]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: bykov@ntcup.ru
[2]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: bykovala@mpei.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК BC_X, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Исследование материалов, обладающих сверхпроводимостью, имеет большое значение в науке и электронике. Подтверждено теоретически, что углеродосодержащие пленки BCx обладают высокой твердостью и стойкостью к агрессивным средам, а также обладают свойствами сверхпроводимости при нормальных условиях. Получить углеродосодержащие пленки BCx возможно методом лазерного напыления. Для этого проводится поисковая работа по оптимизации параметров лазерного излучения и конфигурации вакуумной установки. В работе представлен результат измерения тонкой пленки BC_5. Спектральные характеристики образца исследованы методом комбинационного рассеяния, информация о проводимости и толщине пленки получена при помощи метода электронной микроскопии с применением проводящего зонда.

ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ, BC_X, АЛМАЗОПОДОБНЫЕ ПЛЕНКИ, ПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ

ВВЕДЕНИЕ

Исследования пленочных материалов широко востребованы в различных областях промышленности и электроники. В машиностроении пленки могут выполнять роль защитных покрытий в парах трения, скольжения, качения и выполнять защитную функцию деталей, работающих в агрессивных средах, вызывающих коррозионное разрушение [1, 2]. В электронике такие покрытия могут играть роль электрических проводников, стойких к агрессивному воздействию внешних сред. Алмазоподобные пленки относятся к группе углеродных материалов с сильной химической связью, состоящей из sp2 и sp3 связей.

Существует множество различных способов получения тонких пленок, но наиболее простым для подбора параметров напыления является метод импульсного лазерного напыления (Pulsed Laser Deposition - PLD). PLD-метод довольно широко применяется для получения тонких монопленок, а также для создания многослойных структур из различных материалов. Преимуществами PLD-метода является возможность тонкой настройки энергии в пятне, частоты, длительности повторения импульсов лазерного излучения [3, 4], а так же возможность последовательно распылять несколько веществ, что может быть полезным для

улучшения адгезии к поверхности подложки. Особенностью PLD-метода является конгруэнтный перенос материала без изменения морфологии материала мишени, и достигается за счет высокой начальной скорости нагрева и отсутствия тепловой эрозии, которая свойственна методам термического испарения.

В качестве материала для создания пленок используются различные неорганические соединения, например углеродосодержащие кристаллические соединения в системе B-C-N [5]. Гетеро-алмазные соединения, такие как BC_x (c-BC_x) могут формировать в процессе осаждения на подложку пленку с большой концентрацией sp3 связей и обладать свойствами, схожими с алмазом: высоким коэффициентом теплопроводности, высокой твердостью и сверхпроводимостью. В виду того, что из-за большой ширины запрещенной зоны многие алмазоподобные пленки не являются проводниками, и их необходимо легировать ионами бора, тогда такие пленки будут являться p-полупроводниками [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [7] подробно описана установка для напыления пленок. На данной установке проведен ряд экспериментов по напылению тонких пленок. Изучена проводимость пленки, получаемой из спрессованной смеси бора и углерода BC_5. Мишень BC_5 распыляли в камере на подложку из кремния при давлении в камере 1×10^{-6} Па. В результате процесса напыления получены однородные пленки толщиной 46 нм с вкраплениями бора. Толщина пленок и проводимость измерялась на атомно-силовом микроскопе. В качестве проводящего эталона использовался пиролитический графит. На рис. 1 представлены изображения поверхности пиролитического графита и полученной пленки BC_5.

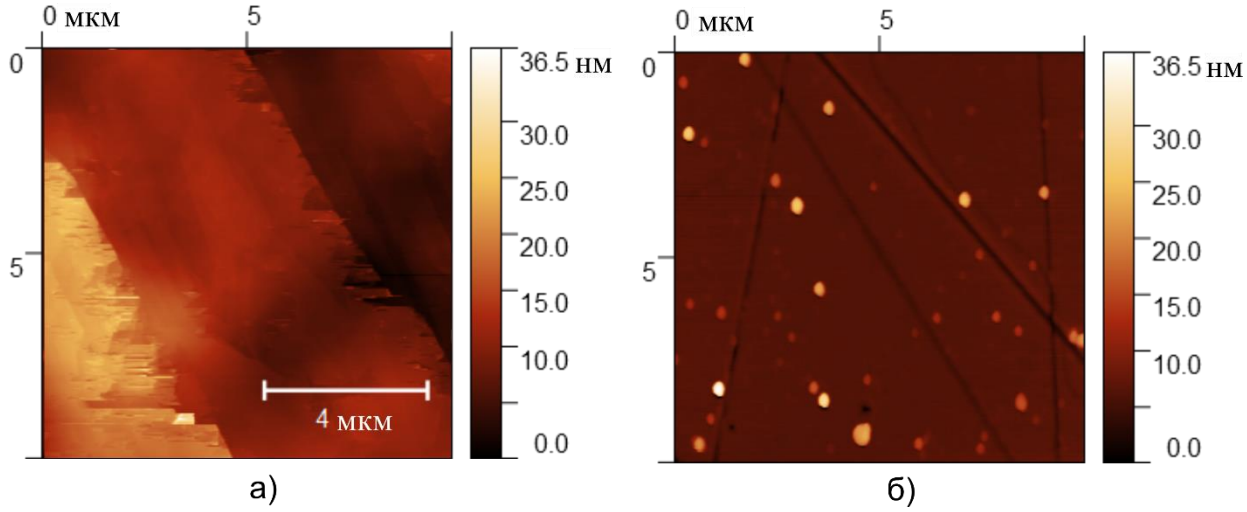


Рис. 1. Пример полученной топографии пиролитического графита (а) и поверхности пленки BC_5 с крупными частицами бора (б)

По результатам измерения ВАХ пленки (рис. 2а), видно, что ее проводимость немного выше, чем у пиролитического графита. По полученным данным измеренное сопротивление пиролитического графита составило 43,5 кОм, когда у полученной пленки BC_5 данное значение составило 33,2 кОм.

На рисунке 2б представлен спектр комбинационного рассеяния образца и обладает двумя пиками D (1394 $см^{-1}$) и G (1599 $см^{-1}$). Пик около 1394 $см^{-1}$ (D пик) обычно обнаруживается в графите или алмазоподобных материалах и характеризуется дыхательными колебаниями в кристаллической решетке, в свою очередь G пик свойственен для неупорядоченного графита [5, 8]. G пик характерен кристаллической графитовой фазы g-BCx. В основном G пик возникает из-за поперечных колебаний атомов бора и углерода в одной решетке, но также имеют место и влияние более сложных колебаний [9]. В результате

спектрального анализа и сравнением полученных данных с существующей литературой, можно сказать, что при лазерном напылении на материале положки образовалась пленка из графитовых фаз BC_5.

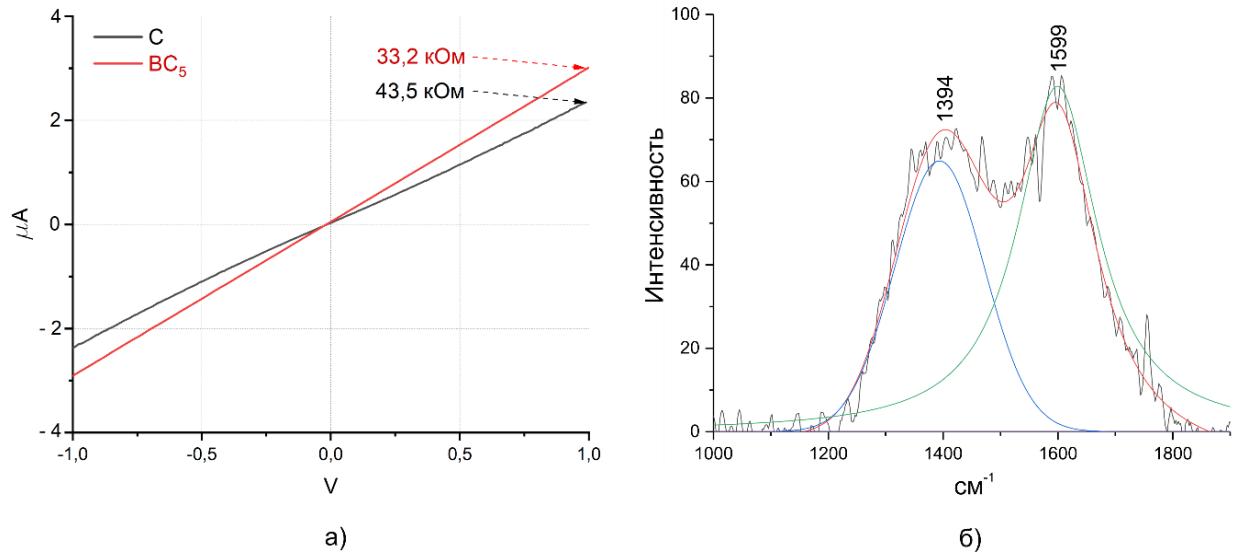


Рис. 2. ВАХ пиролитического графита С и пленки BC_5 (а), спектр комбинационного рассеяния образца пленки BC_5 (б)

Состав пленки определялся методом комбинационного рассеяния света. Полученный спектр представлен на рис. 2б. Явно выражены пики 1394 $см^{-1}$ и 1599 $см^{-1}$, которые указывают на наличие в напыленной пленке графита.

ВЫВОДЫ

Методом лазерного напыления на подложку из кремния получена пленка BC_5. Определено, что ее сопротивление ниже, чем у пиролитического графита. Не значительное отличие проводимости пленки BC_5 от пиролитического графита обусловлено тем, что не удалось в достаточной степени легировать углеродное соединение бором. Несмотря на это, в спектральном составе данной пленки выражены D (1394 $см^{-1}$) и G (1599 $см^{-1}$) пики, которые свидетельствуют о высоком содержании графитовой фазы g-BCx. Это позволяет предполагать, что данная пленка относится к алмазоподобной.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование проведено в рамках работ по Государственному заданию Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН «Разработка новых методов и средств для изучения поведения вещества в условиях высоких давлений и температур» (FFNS-2022-0008). Спектральные исследования пленок были выполнены на уникальной научной установке Уникальной научной установке «Лазерный нагрев в ячейках высокого давления» на базе НТЦ УП РАН [507563, https://unu.ntcup.ru/].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Brazhkin V., Lyapin A., Hemley R.** Harder than diamond: Dreams and reality // Philosophical Magazine A. 2002. V. 82. P. 231.

2. **Voevodin, A.A., Donley, M.S., Zabinski, J.S., Bultman, J.E.** Mechanical and tribological properties of diamond-like carbon coatings prepared by pulsed laser deposition // Surface and Coatings Technology. 1995. V.76. P. 534.
3. **Sreenivas V., Subedi B., Boyd I., Chrisey D.** Pulsed laser deposition of thin films (Chapter 10) 2nd Edition Handbook of Laser Technology and Applications Lasers Applications: Materials Processing and Spectroscopy (Volume Three) / Edited by: Chunlei Guo, Subhash Chandra Singh, 2021. P. 111-124.
4. **Singh R.K., Narayan J.** Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model // Physical Review B. 1990. V. 41(13). P. 8843.
5. **Zinin P.V., Ming L.C., Kudryashov I., Konishi N., Manghnani M.H., Sharma S.K.** Pressure- and temperature-induced phase transition in the B–C system // Journal of Applied Physics. 2006. V. 100(1). P. 013516.
6. **Bouchacourt M., Thevenot F.** The properties and structure of the boron carbide phase // Journal of the Less Common Metals. 1981. V. 82. P. 227.
7. **Зинин П.В., Ляшенко А.И., Быков А.А., Корнеева А.А., Андреев А.В., Белых А.Ю., Краснобородько С.Ю., Филоненко В.П.** Разработка установки импульсного лазерного напыления для получения углеродосодержащих наноплёнок, легированных ионами бора // Физические основы приборостроения. 2022. № 11(4). С. 24.
8. **Zinin P.V., Ming L.C., Ishii H.A., Jia R., Acosta T., Hellebrand E.** Phase transition in BCx system under high-pressure and high-temperature: Synthesis of cubic dense BC3 nanostructured phase // Journal of Applied Physics. 2012. V. 111(11). P. 114905.
9. **Романов Р.И., Фоминский В.Ю., Зинин П.В., Троян И.А., Фоминский Д.В., Джумаев П.С., Филоненко В.П.** Влияние бора на структуру и проводимость тонких пленок, получаемых лазерной абляцией алмаза при 700С // Журнал технической физик. 2018. № 44. С. 16.

Bykov A.A.[1,2], Korneeva A.A.[1], Andreev A.V.[1], Belykh A.Yu.[1,2], Kukushkin V.A.[1], Lyashenko A.I.[1], Kutuza I.B.[1]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia, 117342, Moscow, Butlerova str., 15, E-mail: bykov@ntcup.ru
[2] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: bykovala@mpei.ru

INVESTIGATION OF THIN BC_X FILMS PRODUCED BY LASER DEPOSITION

ABSTRACT

Research of dimond-like materials with superconductive properties is very important in science and microelectronic production. There is mathematically confirmed assumption that carbon-containing BC_X films can potentially have high hardness and resistance to aggressive media and, more importantly, superconductivity properties under normal conditions. It is possible to obtain such films by laser deposition. It is necessary to provide a search work to optimize the laser parameters and the configuration of the vacuum setup. The paper presents an overview of the setup for laser pulsed deposition at vacuum and the results of deposition of thin films. The Specimen were studied by Raman spectrometry, and information about conductivity and thickness of the films was obtained using electron microscopy using a conducting probe.

LASER DEPOSITION, BC_X, CONDUCTIVE FILMS, DIMOND-LIKE FILMS

Секция 10

Оптические методы в биомедицине и экологии

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Золотухина А.А.[1], Гурылева А.В.[1], Мачихин А.С.[1], Гресис В.О.[2]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: zolotukhina.aa@ntcup.ru
[2] Российский университет дружбы народов, Россия, 117198, Москва, Миклухо-Маклая ул., 6

МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ХЛОРОФИЛЛА С ПОМОЩЬЮ ИЗОБРАЖАЮЩИХ СПЕКТРОМЕТРОВ В ЗАДАЧАХ ЭКОМОНИТОРИНГА

АННОТАЦИЯ

Содержание хлорофилла является индикатором состояния экосистемы, позволяющим детектировать происходящие в ней процессы на ранних стадиях. Для задач мониторинга и управления ресурсами информация о пространственно-временном распределении хлорофилла должна быть получена высокопроизводительным неразрушающим методом. Эффективным способом определения хлорофилла in vivo может стать гиперспектральная диагностика, однако на сегодняшний день нет стандартной методики получения карт хлорофилла с помощью спектральных изображений, обеспечивающей сравнимые с классическими методами точности. В данной работе предложен метод, состоящий из съемки образцов акустооптическим гиперспектрометром, определения эталонных значений концентрации хлорофилла с помощью спектрофотометрии и алгоритма обработки спектральных данных с получением результирующего пространственного распределения. Кроме того, описана методика определения наиболее информативных для расчета концентрации хлорофилла длин волн, использование которой повышает производительность и точность измерений, а информация о выбранных длинах волн может быть полезна при конструировании мультиспектральных изображающих систем. В ходе апробации метода на образцах гибискуса (Hibiscus rosa-sinensis) были получены пространственные распределения содержания хлорофилла, среднее значение по которым определено с нормализованным стандартным отклонением 9,96%.

ГИПЕРСПЕКТРОМЕТР, КОНЦЕНТРАЦИЯ ХЛОРОФИЛЛА, ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ

ВВЕДЕНИЕ

Содержание хлорофилла в листве является стандартной мерой протекания фотосинтеза [1], поэтому используется в экологических исследованиях как индикатор состояния биосистемы, позволяющий детектировать проходящие в ней процессы на ранних стадиях. Изменение содержания хлорофилла может свидетельствовать о наличии биотических и абиотических стрессов растений [2,3] и изменении их первичной продукции [4]. Для задач мониторинга и управления ресурсами необходима регистрация пространственно-временного распределения концентрации хлорофилла в масштабе листа, растения и поля. Традиционные

спектрофотометрические, фотоколориметрические, хроматографические и флуориметрические методы определения концентрации хлорофилла являются дорогостоящими, трудоемкими и деструктивными [5]. В задачах экомониторинга требуется высокая производительность и репрезентативность данных, что может быть достигнуто методами спектроскопии отражения с применением изображающих спектрометров [6]. Однако на сегодняшний день нет единой методики получения карт хлорофилла с помощью спектральных изображений, которая обеспечит сравнимые со стандартными методами точности.

Спектральная отражательная способность органов растений варьируется в зависимости от присущих виду биофизических параметров [7], поэтому наиболее информативные спектральные каналы будут различны между растениями экосистемы. Эффективность оценки содержания хлорофилла с помощью вегетационных индексов [8], включающих коэффициент отражения на двух или более длинах волн, зависит от площади листа, типа и состояния его поверхностного слоя, количества биомассы, сомкнутости покрова, и т.д. С точки зрения гибкости системы сбора спектральных данных большой потенциал среди изображающих приборов в задачах мониторинга состояния группы растений имеют акустооптические гиперспектрометры. Благодаря спектральной адресности [9] с их помощью можно получить изображения только на узких характерных для содержания вещества длинах волн, что значительно повышает производительность сканирования. Целью данной работы является разработка методики производительной количественной оценки пространственного распределения хлорофилла произвольного растения с помощью акустооптического гиперспектрометра.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Этапы предлагаемой методики приведены на рис. 1. Для регистрации спектральных данных акустооптическим гиперспектрометром [10] растительные образцы были разложены на пластине диаметром 250 мм. В качестве источника излучения использовалась галогенная лампа мощностью 150 Вт. Спектральные данные для растительных образцов и белой референсной пластины с равномерной по полю спектральной характеристикой были получены в диапазоне от 450 до 850 нм с шагом 2 нм и экспозицией 50 мс. Затем определение эталонных значений концентрации хлорофилла в тех же растительных образцах проводилось с помощью спектрофотометрического анализа [11].

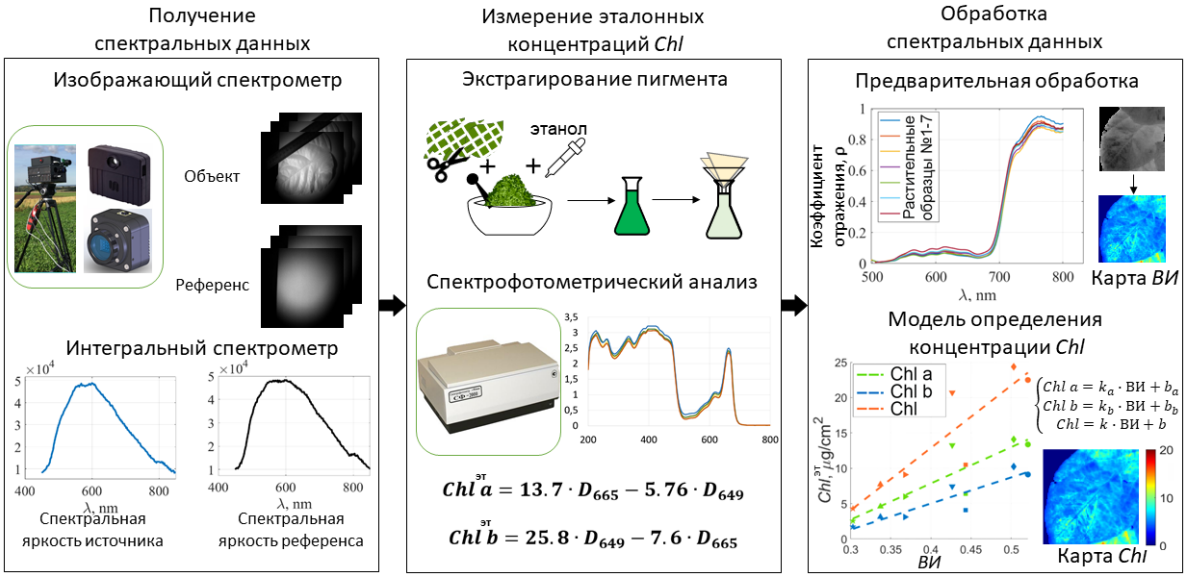


Рис. 1. Алгоритм получения пространственного распределения концентрации хлорофилла с помощью данных изображающего спектрометра

Предварительная обработка данных включает устранение артефактов, снижение шума спектральных изображений и автоматическое выделения пикселей объекта исследования с помощью метода спектрального угла [12]. Извлечение спектрального коэффициента отражения проводилось путем деления спектральной яркости объекта $L_{\text{об}}^{\text{АОГС}}(x, y, \lambda)$ на спектральную освещенность в плоскости объекта, в качестве которой использовалась спектральная яркость референсной пластины $L_{\text{реф}}^{\text{АОГС}}(x, y, \lambda)$ с равномерным коэффициентом отражения близким к единице. При этом в случае, если используется пластина с равномерным по полю, но неравномерным по спектру отражением, может быть введен корректирующий спектральный коэффициент. Для его определения следует использовать значения спектральной яркости эталона $L_{\text{реф}}^{\text{сп}}(\lambda)$ и освещенности $E_{\text{ии}}^{\text{сп}}(\lambda)$, создаваемой источником излучения в плоскости эталона, полученные интегральным спектрометром. С учетом описанного коэффициент отражения $\rho(x, y, \lambda)$ может быть определен следующим образом:

$$\rho(x, y, \lambda) = \frac{L_{\text{об}}^{\text{АОГС}}(x,y,\lambda) \cdot L_{\text{реф}}^{\text{сп}}(\lambda)}{L_{\text{реф}}^{\text{АОГС}}(x,y,\lambda) \cdot E_{\text{ии}}^{\text{сп}}(\lambda)}. \quad (1)$$

Формула (1) позволяет получить пространственное распределение спектрального коэффициента отражения, свободное от влияний виньетирования, неравномерности освещённости и неравномерности по спектру коэффициента трансформации высокочастотного управляющего сигнала. По подготовленным данным для каждого пикселя были рассчитаны 14 вегетационных индексов, чувствительных к содержанию хлорофилла, с получением пространственного распределения для каждого из них. Среднее по карте значение вегетационного индекса сравнивалось с результатами спектрофотометрического анализа. Выбор наиболее коррелирующего с результатами спектрофотометрии индекса позволяет повысить точность оценки и проводить спектральное сканирование только на входящих в него длинах волн. Для индекса, показавшего наибольшую корреляцию с эталонными концентрациями в образцах, были получены модели его пересчета в содержание хлорофилла с помощью регрессионного метода подбора коэффициентов многочлена первой степени. Применение полученной модели к каждому пикселю карты вегетационных индексов позволяет получить пространственное распределение содержания хлорофилла в образцах.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Методика получения карт концентрации хлорофилла была апробирована на образцах *Hibiscus rosa-sinensis*. После пробоотбора была проведена регистрация спектральных данных и спектрофотометрический анализ растительных образцов в лаборатории. По полученным в результате обработки картам вегетационных индексов наиболее высокую корреляцию (R^2 = 0,969) между средним по карте значением и эталонной концентрацией хлорофилла в образцах показал комбинированный индекс *MCARI/OSAVI*. Для этого индекса мы получили эмпирическую модель, с помощью которой рассчитали карты концентрации хлорофилла для каждого образца. Стандартное отклонение между средними по полученным картам значениями и эталонными концентрациями и его нормализованное значение составило 4,41 мкг/см^2 и 9,96 %, соответственно.

Для расчета карты выбранного на основе корреляционного анализа индекса *MCARI/OSAVI* необходимы изображения растительного образца на длинах волн 500, 705 и 750 нм. Замена сканирования по всему спектральному диапазону на перестройку по нескольким длинам волн позволяет перейти от гипер- к мультиспектральной съемке со значительным увеличением производительности мониторинга состояния растительности. Произвольная спектральная адресность гиперспектральных приборов на основе акустооптики также позволит при необходимости проводить регистрацию изображений на спектральных каналах, необходимых для диагностики других биохимических параметров различных растений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящее исследование посвящено разработке методики производительной количественной оценки пространственного содержания хлорофилла как одного из самых информативных показателей состояния растительности в экологических исследованиях. Предусмотренный методикой выбор оптимального вегетационного индекса и соответствующих ему длин волн позволяет сократить время спектрального сканирования и, как следствие, обеспечивает высокую производительность картирования содержания хлорофилла в определенных растениях. Методика апробирована на спектральных данных, полученных с помощью акустооптического гиперспектрометра, и может быть адаптирована для изображающих спектрометров, построенных на других принципах и использующихся для задач оптимизации агротехнических операций, идентификации фитопатологий растений, оценки эффективности моделей углеродного регулирования, картирования загрязнений и прогнозирования возникновения природных пожаров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

ВИ – вегетационный индекс;
Chl – концентрация хлорофилла, μг/см^2;
АОГС – акустооптический гиперспектрометр;
СП – интегральный спектрометр;
ОБ – объект;
РЕФ – референсная пластина;
ИИ – источник излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Croft H. et al.** Leaf chlorophyll content as a proxy for leaf photosynthetic capacity // Glob Chang Biol. John Wiley & Sons, Ltd. 2017. V. 23. № 9. P. 3513–3524.
2. **Peng Y. et al.** Remote estimation of gross primary production in maize and support for a new paradigm based on total crop chlorophyll content // Remote Sens Environ. Elsevier. 2011. V. 115. № 4. P. 978–989.
3. **Houborg R. et al.** Leaf chlorophyll constraint on model simulated gross primary productivity in agricultural systems // International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation. Elsevier. 2015. V. 43. P. 160–176.
4. **Tamburini E. et al.** Development of FT-NIR Models for the Simultaneous Estimation of Chlorophyll and Nitrogen Content in Fresh Apple (Malus Domestica) Leaves // Sensors. 2015. V. 15. P. 2662-2679.
5. **Dhanapal A.P. et al.** Genome-wide association mapping of soybean chlorophyll traits based on canopy spectral reflectance and leaf extracts // BMC Plant Biol. BMC Plant Biol. 2016. V. 16. № 1. P. 174-189.
6. **Ben-Dor E. et al.** Hyperspectral Remote Sensing // Airborne Measurements for Environmental Research: Methods and Instruments. Wiley-VCH. 2013. P. 413–456.
7. **Gitelson A**. Remote Sensing Estimation of Crop Biophysical Characteristics at Various Scales // Hyperspectral Remote Sensing of Vegetation. CRC Press. 2011. P. 365–396.

8. **Pu R.** Hyperspectral remote sensing: Fundamentals and practices // Hyperspectral Remote Sensing: Fundamentals and Practices. CRC Press. 2017. P. 1–466.
9. **Machihin A., Pozhar V., Batshev V.** Compact AOTF-based spectral imaging system for medical endoscopic analysis // Photonics Lasers Med. Walter de Gruyter GmbH. 2013. V. 2. № 2. P. 153–157.
10. **Pozhar V.E. et al.** AOTF based hyperspectrometer for UAV // Light & Engineering. 2018. V. 4. P. 47–50.
11. **Wintermans J.F.G.M., De Mots A.** Spectrophotometric characteristics of chlorophylls a and b and their phenophytins in ethanol // Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biophysics including Photosynthesis. Elsevier. 1965. V. 109. № 2. P. 448–453.
12. **Padma S., Sanjeevi S.** Jeffries Matusita-Spectral Angle Mapper (JM-SAM) spectral matching for species level mapping at Bhitarkanika, Muthupet and Pichavaram mangroves // The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences. Copernicus GmbH. 2014. V. XL–8. № 8. P. 1403–1411.

Zolotukhina A.A.[1], Guryleva A.V.[1], Machikhin A.S.[1], Gresis V.O.[2]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: zolotukhina.aa@ntcup.ru
[2] People`s Friendship University of Russia, Russia, 117198, Moscow, Miklukho-Maklaya st., 6

CHLOROPHYLL CONTENT ESTIMATION USING IMAGING SPECTROMETERS IN ECOSYSTEM MONITORING

ABSTRACT

The chlorophyll content is an indicator of the ecosystem state that detects its processes at early stages using ecosystem simulation models. Monitoring and management of ecosystem resources requires information on the chlorophyll spatio-temporal distribution obtained by a high-performance non-destructive method. An effective way to determine chlorophyll in vivo is hyperspectral diagnostics, but there is no standard method that uses spectral images and provides accuracy comparable to classical methods. The proposed method consists of spectral data acquisition with an acousto-optical hyperspectrometer, determining reference values of chlorophyll concentration using spectrophotometry and data processing algorithm to obtain the spatial distribution. We recommend to include in the methodology the step of selecting the most informative wavelengths to improve the efficiency and accuracy of chlorophyll content estimation. During the testing of the method on hibiscus samples, spatial distributions of chlorophyll content were obtained, the average value was determined with a normalized root mean squared error of 9,96%.

HYPERSPECTROMETER, CHLOROPHYLL CONCENTRATION, SPECTRAL DATA PROCESSING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.51

Кульчин Ю.Н., Субботин Е.П., Кожанов С.О., Холин А.С., Субботина Н.И.

Институт автоматики и процессов управления, Дальневосточное отделение Российской Академии наук (ИАПУ ДВО РАН), Россия, 690041, Владивосток, ул. Радио, 5,
E-mail: kozhanov_57@mail.ru

ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ ЛИСТЬЯ РАСТЕНИЙ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию взаимодействия поляризованного света He-Ne лазера с листьями растений кукурузы. Ранее в результате исследований изменений состояния поляризации линейно поляризованного лазерного излучения при его прохождении через листья однодольных и двудольных растений было обнаружено, что наблюдается значительное изменение эллиптичности поляризации, возникающее при прохождении излучения через листья, клетки эпидермиса которых расположены упорядоченно, в виде двухмерной пространственной решетки, и имеют близкую к прямоугольной форму, что свойственно однодольным видам растений.

В настоящей работе приводятся результаты исследования по анализу изменения состояния поляризации при взаимодействии поляризованного излучения, проходящего через листья растений кукурузы. Установлено, что листья кукурузы обладают эффектом трансформации линейно поляризованного лазерного излучения в эллиптически поляризованное. Предполагается, что это может способствовать более эффективному взаимодействию излучения с фотосинтетическими и фоторецепторными структурами клеток. Предположительно, это способно оказывать влияние на морфологию развития растений, которое часто наблюдается на практике при облучении растений лазерным излучением.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА, ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ЛИСТЬЯ РАСТЕНИЙ, КУКУРУЗА

ВВЕДЕНИЕ

Свет играет важнейшую роль в жизнедеятельности растений, обеспечивая их энергией и управляя активацией различных физиологических процессов в зависимости от его параметров [1]. На сегодняшний день хорошо изучено влияние спектрального состава [2-5] и интенсивности света [6, 7], периодичности освещения [8] на морфогенез большого числа видов растений. В ряде работ описаны процессы влияния данных параметров на накопление в растениях питательных веществ [9-11]. В то же время влияние на растительные организмы другого важного параметра света – поляризации, изучено очень слабо.

Известно, что солнечный свет, достигающий поверхности Земли, может становиться поляризованным в результате рассеяния на молекулах и аэрозолях атмосферы. При этом

наибольшую степень поляризации он имеет в направлении, перпендикулярном излучению Солнца, поэтому приходящий из зенитной точки небосвода свет более всего поляризован во время восхода и заката, при отсутствии большого числа облаков [12]. Степень линейной поляризации такого излучения может достигать 90%. В результате доходящий до поверхности Земли свет имеет определенную поляризационную структуру, которая используется множеством видов животных для ориентации и навигации [13].

Поскольку растения способны реагировать на различные изменения характеристик светового излучения и использовать эти сигналы в своих целях, возникает вопрос: обладают ли в таком случае растения чувствительностью к поляризации света. Учитывая то, что растения существуют на Земле уже в течение длительного времени, было бы вполне логично предположить, что они могут использовать поляризованный свет для своего развития.

Известен ряд работ, описывающих эффекты влияния поляризации света на растения. Например, в [14] было показано, что при определенной интенсивности света водоросли *Vaucheria* могут ориентироваться перпендикулярно вектору напряженности *E*. В другой работе говорится, что концевые клетки мха растут перпендикулярно электрическому вектору поляризованного света [15]. Также есть данные о влиянии поляризации на рост и развитие растений. Например, известно, что лазерное излучение, которое, как правило, поляризовано, способно стимулировать прорастание семян и влиять на развитие различных видов растений [16-19].

Существует ряд работ, где изучается влияние на растения света с круговой поляризацией [20-22]. В них предполагается, что поскольку хромофорам светочувствительных белков листьев может быть свойственна гомохиральность – наличие только одного из двух возможных симметрично-зеркальных вариантов устройства молекул, они будут по-разному поглощать свет, закрученный по и против часовой стрелки. Это явление называется круговым дихроизмом. В работе [20] авторы показали, что горох (*Pisum L.*) и чечевица (*Lens culinaris*) растут быстрее при облучении светом с левой круговой поляризацией. В исследовании [21] было обнаружено, что скорость прорастания резуховидки Таля (*Arabidopsis thaliana*) и салата (*Lactuca sativa L.*) была выше при выращивании при красном свете с правой круговой поляризацией, чем при левой. Удлинение же гипокотиля данных растений ингибировалось красным светом с правой круговой поляризацией в сравнении с левой. Наибольшие значения массы были при облучении белым светом с правой поляризацией. В работе [22] рапс (*B. Napus*) при левой круговой поляризации рос хуже, чем в контроле, однако лучше, чем при правой круговой поляризации, а также линейной.

В работах [23, 24] нами было показано, что при прохождении линейно поляризованного лазерного излучения через эпидермис листьев однодольных растений, клетки которого имеют близкую к прямоугольной форму и расположены упорядоченно в виде двухмерной пространственной решетки, состояние его поляризации может изменяться, в частности излучение может становиться эллиптически поляризованным. На основе вышесказанного можно предположить, что растения способны преобразовывать преобладающий в основном утром и вечером линейно поляризованный свет в эллиптический, который может способствовать их росту.

Одной из самых распространенных и часто изучаемых сельскохозяйственных культур является кукуруза (*Zea mays L.*). При этом она принадлежит к классу однодольных, а значит описанные выше эффекты могут быть справедливы и в отношении нее. В работе [25] авторы исследовали отражение света от листьев кукурузы, а также степень его поляризации на различных длинах волн, однако не изучали его изменение в результате прохождения насквозь. В [26] с помощью матриц Мюллера было проведено исследование поляризационных характеристик линейно и циркуляро поляризованного света, прошедшего сквозь листья кукурузы на различных частотах. Было показано, что в результате такого взаимодействия изменяется параметр замедления волны, описывающий фазовые изменения света, что схоже с тем, что наблюдалось в [23, 24]. В данной работе исследуется эффект изменения состояния

поляризации лазерного излучения, проходящего через листья кукурузы сорта Ранняя лакомка 121.

Выяснение этого вопроса поможет в понимании того, как листья растений способны изменять состояние поляризации проходящего через них лазерного излучения.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Оптическая установка

Для исследования анизотропии оптических свойств листьев растений использовалась установка, оптическая схема которой представлена на рис. 1. В установке излучение He-Ne лазера (1) с длиной волны 632,8 нм проходит через пластину λ/4 (2), с помощью которой задается линейная или круговая поляризация, после чего пучок коллимируется линзой (3) до диаметра луча 5 мм. Далее световой луч проходит через аттенюатор (4), позволяющий регулировать степень облученности образца (5). После этого световой пучок собирается на поляриметре (PAX5710 Thorlabs, США) (6) для анализа состояния поляризации излучения.

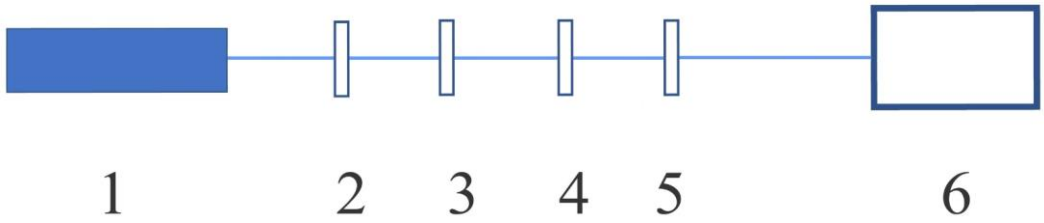


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – лазер 633 нм; 2 – пластина λ/4; 3 – коллимирующая линза; 4 – аттенюатор; 5 – исследуемый образец на ротаторе; 6 – поляриметр (PAX5710 Thorlabs, США)

Образец листа растения помещался между двумя стеклянными пластинами толщиной 0,15 мм. Для правильной интерпретации результатов измерений, регистрировались также изменения состояния поляризации излучения, прошедшего только через стекла (без образца). Результаты измерений прохождения света через стекло принимались за контроль. Обработка результатов поляризационных измерений осуществлялась с использованием программного обеспечения TXP Series Instrumentation (Starter, Server Control, TPX Polarimeter, США).

Основным параметром при анализе состояния поляризации был показатель эллиптичности *e* [27]. Для линейно поляризованного света этот параметр равен 0°, а для света с круговой поляризацией 45°.

Растительный материал

Для исследования изменения состояния поляризации света при его прохождении через листья растений в качестве растительного материала использовались растения кукурузы (*Zea mays L.*), сорт Ранняя лакомка 121 и табака (*Nicotiana tabacum*), сорт Самсон. Выбор растений кукурузы обусловлен формой эпидермальных клеток ее листьев, которая близка к прямоугольной, а также их упорядоченным расположением (рис. 2), что характерно однодольным растениям.

Слой эпидермальных клеток табака, который относится к двудольным растениям, не имеет выраженного порядка (рис. 3), а форма его клеток в отличие от однодольных растений хаотична, вследствие чего измерения на образцах листьев табака могут быть использованы для сравнения результатов.

Семена для эксперимента замачивались 24 часа в дистиллированной воде, после чего высаживались в пластиковые горшки (Ш×В, см: 9×10, ООО Сады Приморья, Уссурийск,

Российская Федерация) заполненные универсальной почвой для садовых культур (N1:P1:K1, мг/л: 160-240:145-215:180-290, органическое вещество, мг/л: 35, pH 5.5–7, ООО Терра Мастер, Новосибирск, Российская Федерация). Растения выращивалась в течение 60 дней в фитобоксе с белым светодиодным светом WW 300 мкмоль /(с*м^2) (температура – 24±2°, влажность 70±5%). Полив осуществлялся один раз в три дня.

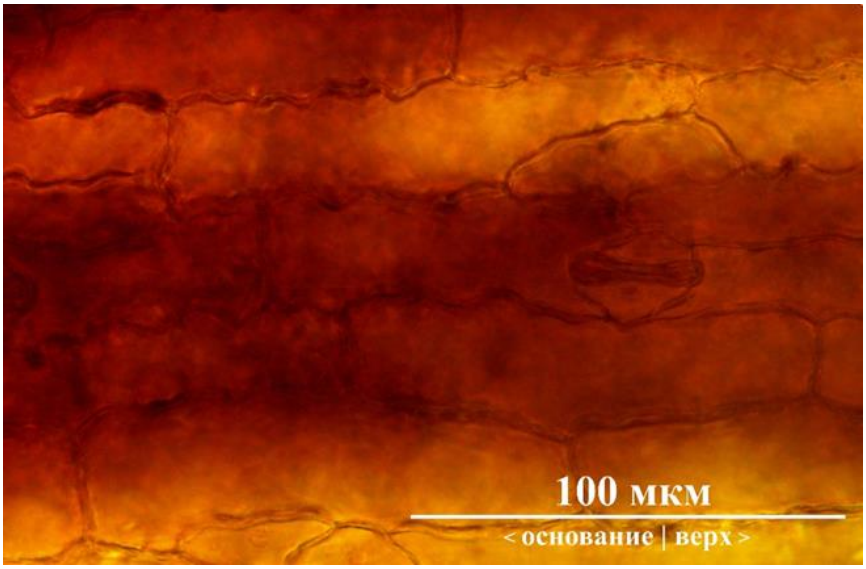


Рис. 2. Микроскопическая фотография строения клеток эпидермиса листа кукурузы

Рис. 3. Микроскопическая фотография строения клеток эпидермиса листа табака

Подготовка образцов

Исследуемые образцы представляли собой прямоугольные фрагменты листьев растений кукурузы и табака размером 15×15 мм. Размер подбирался с учетом того, чтобы расфокусированный пучок лазера при вращении образца не выходил за пределы образца. Для проведения измерений образец фиксировался между двух стеклянных пластин.

Для изучения были выбраны 4 области листьев кукурузы (рис. 4). Две из них с более раннего листа, и две с более позднего. В пределах одного листа одна из изучаемых областей выбиралась ближе к его концу, а другая ближе к основанию (центру). Фотографии клеток эпидермиса разных областей листьев показаны на рис. 5.

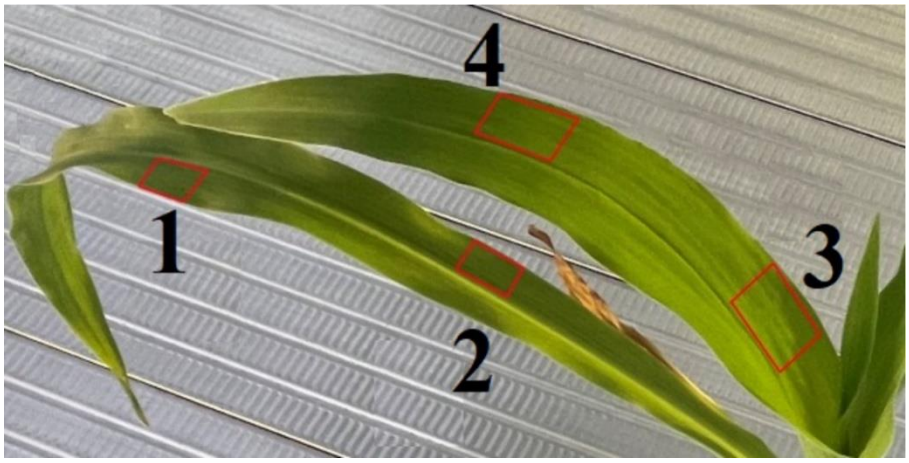


Рис. 4. Области отбора образцов листьев кукурузы

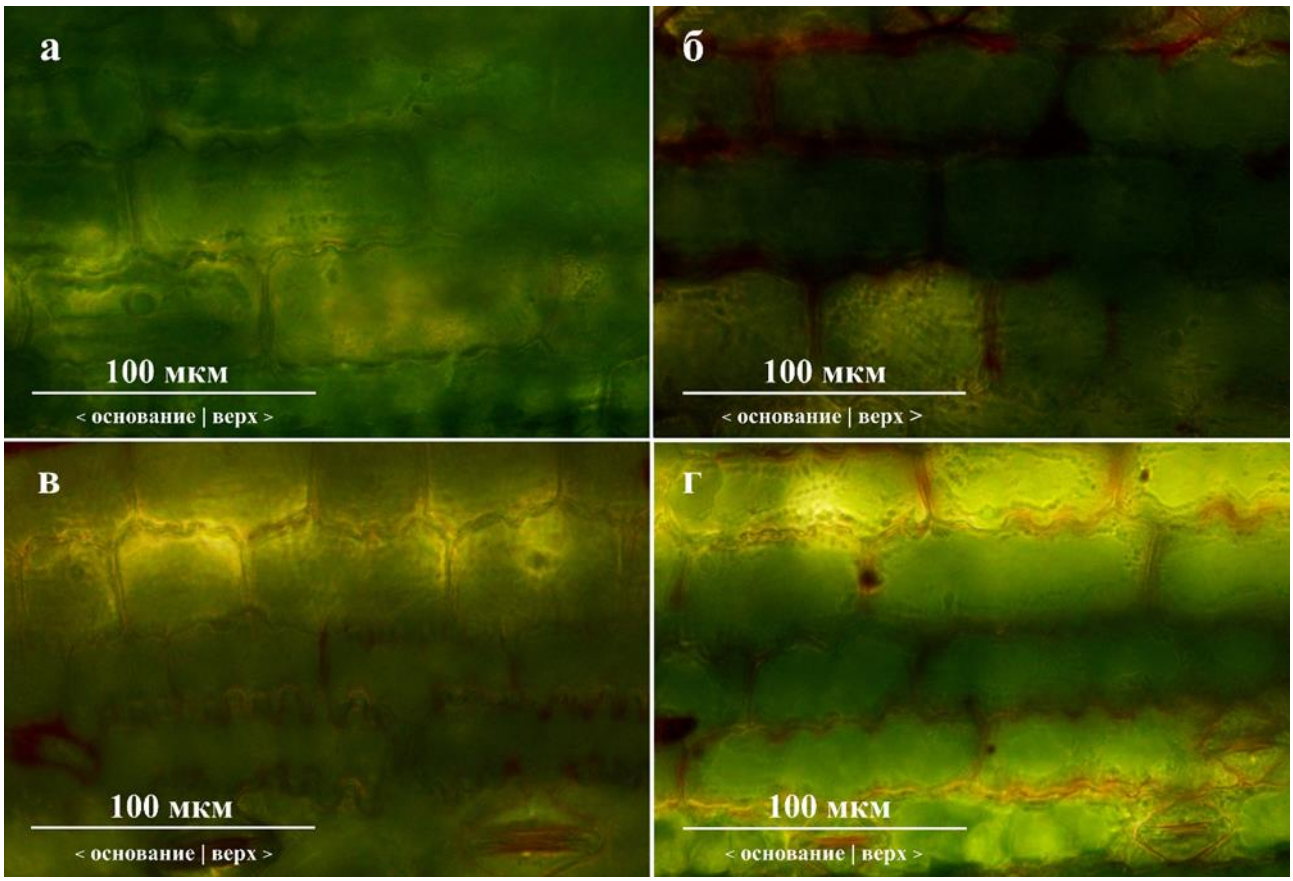


Рис. 5. Микроскопические клетки эпидермиса различных областей листьев кукурузы: а – область 1; б – область 2; в – область 3; г – область 4

РЕЗУЛЬТАТЫ

Средние значения анизотропии показателя преломления δn слоя эпидермиса листьев кукурузы, рассчитанные согласно модели [23], а также средние значения размеров его клеток и изменения эллиптичности поляризации проходящего через образцы света при линейно и циркулярно поляризованном свете на входе для каждой из изучаемых областей представлены в табл. 1.

Табл. 1. Средние размеры клеток кукурузы различных областей листа и показатели поляризации

Номер области	Расположение области	Средние значения			
		Длина, мкм	Ширина, мкм	δ*n*,	Изменение эллиптичности (линейная/круговая поляризация), град
1	Нижний лист, край	113,536	36,57	0,010	16/2
2	Нижний лист, центр	90,11	40,36	0,008	10/1,5
3	Верхний лист, центр	76,16	33,5	0,009	9/2
4	Верхний лист, край	100,09	36,8	0,010	15/2

Из данных таблицы видно, что клетки эпидермиса фрагментов листа, которые расположены ближе к краю у изучаемых листьев более вытянуты в отличие от расположенных в центре. Анизотропия показателя преломления слоя клеток крайних фрагментов, соответственно выше, а центральных ниже. То же самое справедливо и относительно изменения параметра эллиптичности при линейно поляризованном свете на входе.

На рис. 6, 7 представлены графики зависимости эллиптичности света, пройденного через различные области листа кукурузы от угла поворота образца φ при свете на входе, поляризованном линейно и по кругу.

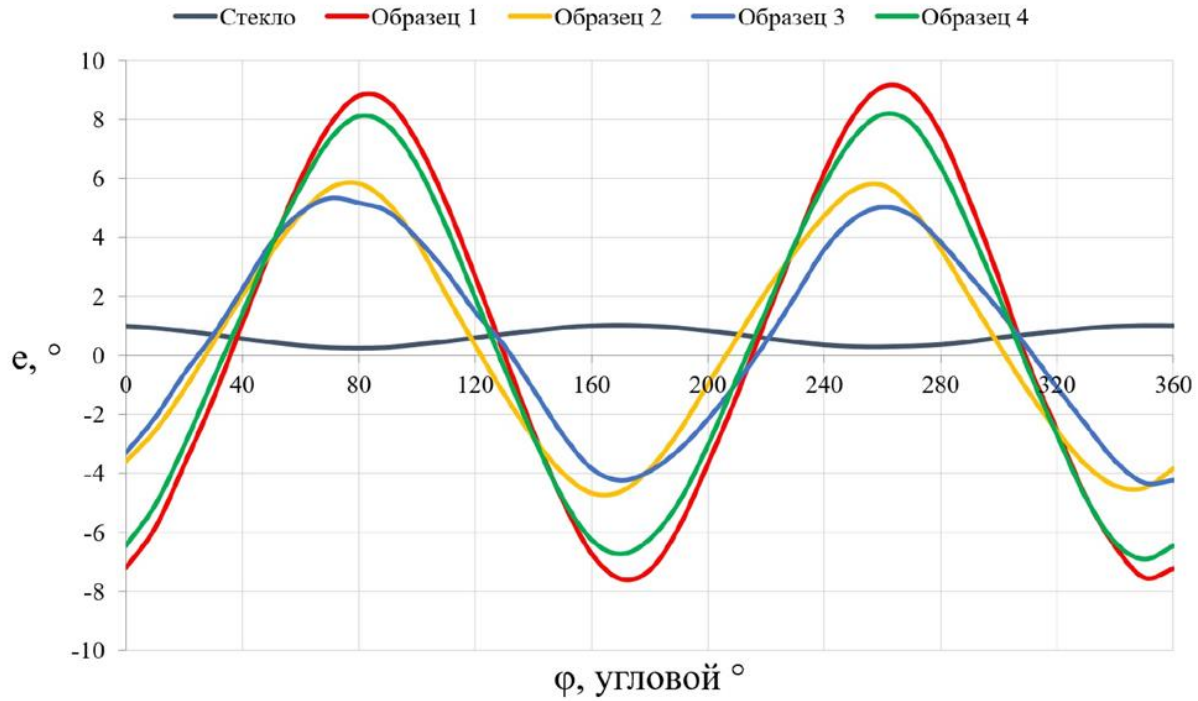


Рис. 6. Зависимости эллиптичности света, пройденного через различные области листьев кукурузы в зависимости от угла поворота образца при свете на входе, поляризованном линейно

Из полученных графиков видно, что при прохождении линейно поляризованного света через области листьев кукурузы, расположенные ближе к концу листа (1 и 4), наблюдаются наибольшие изменения параметра эллиптичности (до ±8°). На данных участках листьев клетки верхнего слоя немного более растянуты, что обусловливает большие значения анизотропии показателя преломления, с которой, как предполагается, и связан параметр эллиптичности.

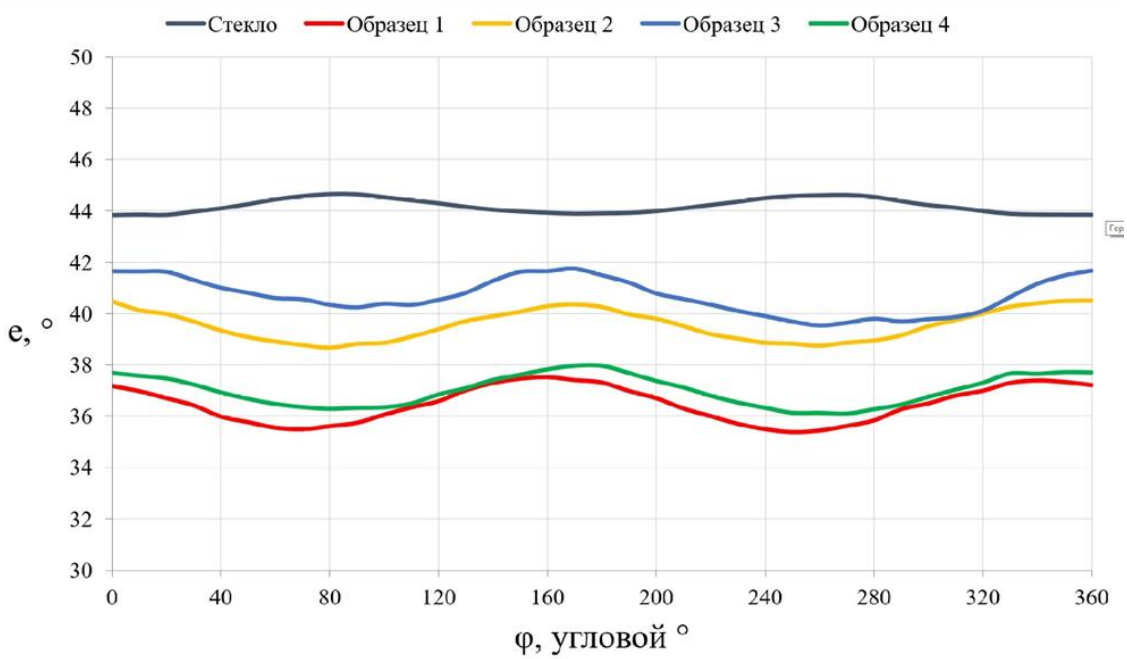


Рис. 7. Зависимости эллиптичности света, пройденного через различные области листьев кукурузы в зависимости от угла поворота образца при свете на входе, поляризованном по кругу

В результате прохождении через образцы света, поляризованного по кругу, его эллиптичность снизилась относительно стекла (около 45°) и достигала минимальных значений (около 35°) после взаимодействия с краевыми областями листа, варьируясь в пределах 2°. При прохождении света через центральные области его эллиптичность изменялась меньше (рис. 7), однако в зависимости от поворота образца колебалась также в пределах 2°.

При сравнении показателей нижнего и верхнего листьев, то есть более раннего и более позднего, соответственно, особых различий обнаружено не было. Изменения эллиптичности были схожи.

Далее для сравнения результатов на рис. 8 и 9 показаны зависимости эллиптичности линейно и циркулярно поляризованного света, прошедшего сквозь образцы кукурузы и табака в зависимости от угла поворота образца.

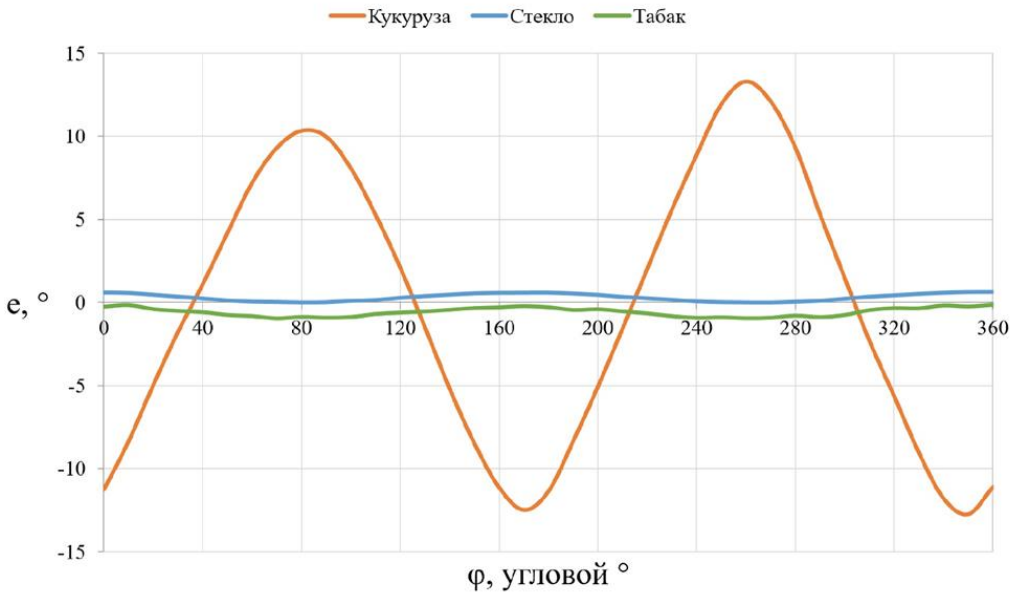


Рис. 8. Зависимость эллиптичности изначально линейно поляризованного света, прошедшего сквозь образцы кукурузы и табака со стеклами и только стекла, от угла поворота образца

Из графиков видно, что изменения эллиптичности как линейно, так и циркулярно поляризованного света при прохождении через листья табака по сравнению со значениями для кукурузы незначительны и слабо отличаются от значений для стекла. Это по всей видимости связано с хаотичной формой их клеток, а также их неупорядоченным расположением (рис. 3).

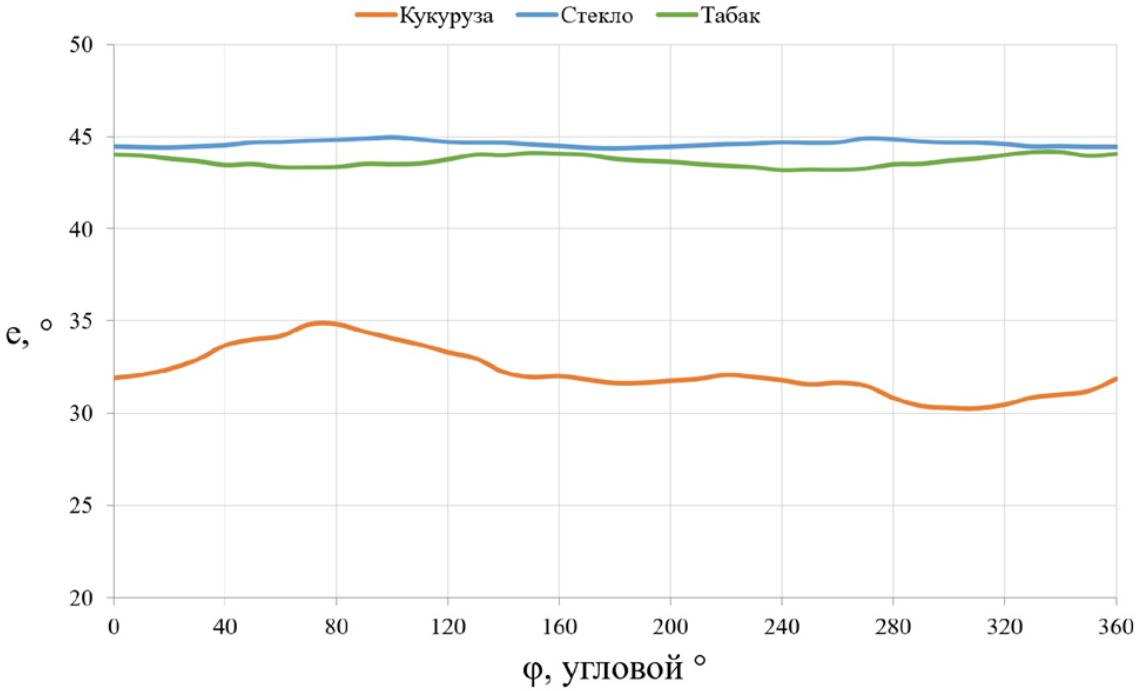


Рис. 9. Зависимости эллиптичности изначально эллиптически поляризованного света, прошедшего сквозь образцы кукурузы и табака со стеклами и только стекла, от угла поворота образца

ОБСУЖДЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов мы выяснили, что слой клеток эпидермиса кукурузы способен трансформировать состояние поляризации проходящего через него света. Линейно поляризованный свет в результате такого взаимодействия с поверхностной структурой клеток преобразуется в эллиптически поляризованный и зависит при этом от ориентации клеток, достигая максимальных значений при угле между вектором напряженности *E* и длинной осью клеток равным 45°. Циркулярно поляризованный свет, проходя через лист, также становится поляризованным эллиптически. Это согласуется с результатами работы [24], где аналогичные зависимости наблюдались при изучении листьев растений фаляриса (*Phalaris arundinacea*), у которого схожие эпидермальные клетки.

Отсутствие изменений эллиптичности поляризации света в результате его прохождения через листья растений табака объясняется отсутствием упорядоченности их слоя эпидермиса и неправильной формой клеток, что также было характерно в [24] для рукколы (*Eruca sativa*).

Полученные данные показывают, что наибольшие изменения состояния поляризации происходят, когда свет проходит через области листьев с наибольшей анизотропией показателя преломления. Такими областями были те, что располагались ближе к концам листьев.

Различные части листьев растений кукурузы имеют по-разному вытянутые клетки, в результате чего они по-разному изменяют состояние поляризации проходящего насквозь света. Причем что верхние и более ранние листья, что нижние и более поздние могут оказывать одинаковый эффект.

Свет с большей эллиптичностью поляризации предположительно должен лучше взаимодействовать с фотосинтетическими и фоторецепторными структурами клеток и может в большей степени способствовать росту растений, чем поляризованный линейно [22],

поэтому обнаруженные эффекты могут быть полезны при выборе параметров света при выращивании растений при искусственном освещении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате эксперимента были исследованы зависимости эллиптичности поляризации света, прошедшего через листья кукурузы и табака, от угла поворота образца при облучении их лазерным излучением малой мощности с линейной поляризацией и круговой. Были получены графики данных зависимостей в сравнении с аналогичными данными для стекол без образца. Выяснилось, что в отличие от листьев табака, листья кукурузы способны изменять эллиптичность проходящего света, что объясняется упорядоченной структурой слоя клеток их эпидермиса, обладающей анизотропией показателя преломления. Полученные данные подтверждают предложенную ранее модель для описания особенностей взаимодействия поляризованного лазерного излучения с листьями растений.

Исследования влияния местоположения изучаемого участка листа кукурузы на способность изменять состояние поляризации света показали, что на разных листьях эти изменения могут отличаться, однако наибольшими они оказались на концевых участках листьев, где клетки были более вытянутыми, и, как следствие, обладали большей анизотропией.

Предполагается, что преобразование слоем эпидермиса листьев кукурузы линейно поляризованного света в эллиптически поляризованный может играть положительную роль в усвоении ими световой энергии и таким образом способствовать развитию растений, что при более подробном изучении данных процессов может в будущем быть учтено при выращивании данной, а также других культур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кульчин Ю.Н., Булгаков, В.П., Гольцова, Д.О., Субботин, Е.П.** Оптогенетика растений – светорегуляция генетического и эпигенического механизмов управления онтогенезом // Вестник Дальневосточного отделения Российской академии наук. 2020. №. 1(209). С. 5-25.
2. **Micheeva A.V., Nakonechnaya O.V., Subbotin E.P., Grishchenko O.V., Gafitskaya I.V., Kulchin Y.N.** Development of soybean somatic embryos under different light spectra // Botanica Pacifica: a Journal of Plant Science and Conservation. 2021. Vol. 10. №. 1. P. 75-78.
3. **Chen L.L., Zhang K., Gong X.C., Wang H.Y., Gao Y.H., Wang X.Q., Zeng Z., Hu Y.G.** Effects of different LEDs light spectrum on the growth, leaf anatomy, and chloroplast ultrastructure of potato plantlets in vitro and minituber production after transplanting in the greenhouse // Journal of Integrative Agriculture. 2020. Vol. 19. №. 1. P. 108-119.
4. **Grishchenko O.V., Subbotin E.P., Gafitskaya I.V., Vereshchagina Y.V., Burkovskaya E.V., Khrolenko Y.A., ..., Kulchin Y.N.** Growth of micropropagated Solanum tuberosum L. plantlets under artificial solar spectrum and different mono-and polychromatic LED lights // Horticultural Plant Journal. 2022. Vol. 8. №. 2. P. 205-214.
5. **Nakonechnaya O.V., Grishchenko O.V., Khrolenko Y.A., Bulgakov V.P., Burkovskaya E.V., Grigorchuk V.P., ..., Kul'chin Y.N.** Effect of LED lighting on morphogenesis and content of ascorbic acid, P, K, and Ca in Eruca sativa plants // Russian Journal of Plant Physiology. 2021. Vol. 68. P. 356-366.
6. **Kulchin Y.N., Nakonechnaya O.V., Gafitskaya I.V., Grishchenko O.V., Epifanova T.Y., Orlovskaya I.Y., ..., Subbotin E.P.** Plant morphogenesis under different light intensity // Defect and diffusion forum. Trans Tech Publications Ltd. 2018. Vol. 386. P. 201-206.
7. **Nakonechnaya O.V., Gafitskaya I.V., Burkovskaya E.V., Khrolenko Y.A., Grishchenko O.V., Zhuravlev Y.N., ..., Kulchin Y.N.** Effect of light intensity on the morphogenesis of Stevia rebaudiana under in vitro conditions // Russian Journal of Plant Physiology. 2019. Vol. 66. P. 656-663.

8. **Nakonechnaya O.V., Subbotin E.P., Grishchenko O.V., Gafitskaya I.V., Orlovskaya I.Y., Kholin A.S., ..., Kulchin Y.N.** In vitro potato plantlet development under different polychromatic LED spectra and dynamic illumination // Botanica Pacifica: a Journal of Plant Science and Conservation. 2021. Vol. 10. №. 1. P. 69-74.
9. **Veremeichik G.N., Grigorchuk V.P., Makhazen D.S., Subbotin E.P., Kholin A.S., Subbotina N.I., ..., Bulgakov V.P.** High production of flavonols and anthocyanins in Eruca sativa (Mill) Thell plants at high artificial LED light intensities // Food Chemistry. 2023. Vol. 408. 135216.
10. **Chen X.L., Yang Q.C., Song W.P., Wang L.C., Guo W.Z., Xue X.Z.** Growth and nutritional properties of lettuce affected by different alternating intervals of red and blue LED irradiation // Scientia Horticulturae. 2017. Vol. 223. P. 44-52.
11. **Taulavuori K., Pyysalo A., Taulavuori E., Julkunen-Tiitto R.** Responses of phenolic acid and flavonoid synthesis to blue and blue-violet light depends on plant species // Environmental and Experimental Botany. 2018. Vol. 150. P. 183-187.
12. **Cronin T.W., Marshall J.** Patterns and properties of polarized light in air and water // Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences. 2011. Vol. 366. №. 1565. P. 619-626.
13. **Lerner A., Shashar N.** Polarized light and polarization vision in animal sciences // Berlin: Springer. 2014. Vol. 2. P. 5.
14. **Kataoka H., Takahashi F., Ootaki T.** Bimodal polarotropism of Vaucheria to polarized blue light: parallel polarotropism at high fluence rate corresponds to negative phototropism // Journal of Plant Research. 2000. Vol. 113. P. 1-10.
15. **Lamparter T., Kagawa T., Brücker G., Wada M.** Positive and negative tropic curvature induced by microbeam irradiation of protonemal tip cells of the moss Ceratodon purpureus // Plant Biology. 2004. Vol. 6. №. 02. P. 165-170.
16. **Metwally S.A., Abou-Ellail M., Abo-Leila B.H., Aboud K.A.** Effect of laser radiation on the growth, anatomical and biochemical genetic markers of Celosia argentea plants // International Journal of Academic Research. 2013. Vol. 5. №. 3.
17. **Soliman A., Harith M. A.** Effects of Laser Biostimulation on Germination of Acacia farnesiana (L.) Willd // XIII International Conference on Medicinal and Aromatic Plants 854. 2009. P. 41-50.
18. **El Tobgy K.M., Osman Y.A., El Sherbini E. A.** Effect of laser radiation on growth, yield and chemical constituents of anise and cumin plants // Journal of Applied Sciences Research. 2009. Vol. 5. №. 5. P. 522-528.
19. **Możdżeń K., Barabasz-Krasny B., Zandi P.** Effect of long-term of He-Ne laser light irradiation on selected physiological processes of Triticale // Plants. 2020. Vol. 9. №. 12. P. 1703.
20. **Shibayev P.P., Pergolizzi R.G.** The effect of circularly polarized light on the growth of plants // Int J Bot. 2011. Vol. 7. P. 113-117.
21. **Lkhamkhuu E., Zikihara K., Katsura H., Tokutomi S., Hosokawa T., Usami Y., ..., Monde K.** Effect of circularly polarized light on germination, hypocotyl elongation and biomass production of arabidopsis and lettuce: Involvement of phytochrome B // Plant Biotechnology. 2020. Vol. 37. №. 1. P. 57-67.
22. **Anderson C.** The effects of polarized light on B. napus growth. 2018. Milligan University Digital Repository. [https://mcstor.library.milligan.edu/handle/11558/3448]
23. **Kulchin Y.N., Sergeev A.A., Zinin Y.A., Gol'tsova D.Y.O., Kozhanov S.O., Subbotin E.P.** Simulation of interaction of polarised laser light with plant leaves // Quantum Electronics. 2021. Vol. 51. №. 10. P. 947.
24. **Kulchin Y.N., Subbotin E.P., Kholin A.S., Kozhanov S.O., Dzemidchyk V.V., Trofimov Y.V., ..., Gomolskii A.S.** Influence of plant leaf epidermis on the efficiency the their interactions with low-intensity laser radiation // Kvantovaya Elektronika. 2023. Vol. 53. №. 1. P. 79-87.
25. **Sid'ko, A.F., Botvich, I.Y., Pisman, T.I., Shevyrnogov, A.P**. Analysis of the polarization characteristics of wheat and maize crops using land-based remote-sensing measurements //Biophysics. 2015. T. 60. C. 668-671.

26. **Patty, C.L., Luo, D.A., Snik, F., Ariese, F., Buma, W.J., Ten Kate, I.L., … Kudenov.** Imaging linear and circular polarization features in leaves with complete Mueller matrix polarimetry //Biochimica et Biophysica Acta (BBA)-General Subjects. 2018. Т. 1862. №. 6. С. 1350-1363.
27. **Tuchin V.V.** Polarized light interaction with tissues // J. Biomed. Opt. 2016. Vol. 21(7):71114. (doi: 10.1117/1.JBO.21.7.071114. PMID: 27121763)

Kulchin Y.N., Subbotin E.P., Kozhanov S.O., Kholin A.S., Subbotina N.I.

The Institute of Automation and Control Processes, Far Eastern branch of Russian Academy of Sciences (IACP FEB RAS), Russian Federation, 690041, Vladivostok, Radio St., 5, E-mail: kozhanov_57@mail.ru

THE EFFECT OF LASER LIGHT STATE OF POLARIZATION CHANGE WHILE TRANSMITTED THROUGH PLANT LEAVES

ABSTRACT

In this paper the interaction of He-Ne laser polarized light with maize leaves was studied. In previous experiments while investigating the changes of polarization state of linearly polarized light transmitted through the leaves of monocotyledonous and dicotyledonous plant species, it was found that a significant change of polarization ellipticity is observed. That occurs when radiation passes through the leaves, the epidermis cells of which are arranged in an orderly manner, in the form of a two-dimensional spatial lattice, and have a shape close to rectangular.

This paper presents the study results of the laser radiation turn effect on polarization state of polarized laser radiation being transmitted through the leaves of maize plants. It was obtained that the leaves of maize plants are able to transform linearly polarized laser radiation into elliptically polarized, which, as expected, can contribute to a more efficient interaction of radiation with photosynthetic and photoreceptor cell structures. That, presumably, can affect the morphology of plant development, what is often observed on practice when irradiating plants with laser radiation.

LIGHT POLARIZATION, LASER RADIATION, PLANT LEAVES, MAIZE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 577.344.2; 544.431.7; 577.337; 57.032

Воейков В.Л., Буравлева Е.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Биологический факультет, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 12, E-mail: v109028v1@yandex.ru

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ПРОДУКЦИЯ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА В БИКАРБОНАТНЫХ ВОДНЫХ РАСТВОРАХ: ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ В ЭНЕРГЕТИКЕ ВОДНЫХ СИСТЕМ

АННОТАЦИЯ

Ранее мы установили, что в бикарбонатных водных растворах (БВР) постоянно продуцируются активные формы кислорода (АФК), а добавление к БВР перекиси водорода увеличивает интенсивность этих процессов. В присутствии люминофора люминола активированные перекисью водорода БВР на многие месяцы становятся источниками хемилюминесценции (ХЛ). В настоящем исследовании проведен сравнительный анализ динамики ХЛ из БВР до и после их интенсивного встряхивания (потенцирования) в отсутствие люминофоров и в присутствии люминола или люцигенина, в отсутствие и в присутствии H_2O_2 в концентрациях 0,001 и 0,01%. Регистрировали также спектры поглощения в УФ-диапазоне всех вариантов БВР. Показано, что ХЛ из БВР после механического воздействия (потенцирования) возрастает относительно контрольных БВР, и даже через 4 недели существенно превышает таковую в контрольных БВР. В результате потенцирования БВР в них появляется поглощение в области 270 нм, указывающее на возникновение в них устойчивых водных ассоциатов, сходных по свойствам с «исключающей зоной воды» (EZ-water), открытой G. Pollack. Своеобразные динамические свойства процессов, развивающихся в БВР, свидетельствуют о том, что они представляют собой устойчиво неравновесные системы, а длительная ХЛ из этих растворов особенно после их потенцирования или добавления к ним H_2O_2 в очень низких концентрациях свидетельствует о непрерывной продукции в БВР энергии высокой плотности. Дальнейшее исследование их поведения может помочь установить роль бикарбонатных водных систем в свойствах природных вод, в механизмах функционирования живой материи, в частности, в протекающих в ней биоэнергетических процессах.

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ, СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ, БИКАРБОНАТНЫЕ РАСТВОРЫ, ПОТЕНЦИРОВАНИЕ, АКТИВНЫЕ ФОРМЫ КИСЛОРОДА

ВВЕДЕНИЕ

Практически все природные воды, включая биологические жидкости, представляют собой бикарбонатные водные системы. Углекислый газ в живых организмах образуется как конечный продукт дыхания. При этом он не является побочным продуктом жизнедеятельности, как это еще порой считается. Карбонаты, особенно бикарбонат (HCO_3^-), в который превращается основная часть углекислого газа, действуют как универсальные

регуляторы важнейших жизненных процессов, в частности биоэнергетических [1]. Биологические эффекты углекислого газа и карбонатов настолько разнообразны, что представителей семейства углекислых газов можно считать универсальными гормонами [2].

Основным механизмом действия карбонатов на биологические процессы считается поддержание ими кислотно-щелочного равновесия в клетках и внеклеточных средах, хотя механизм их действия не ограничивается этой функцией. Недавно было обнаружено, что CO_2 и карбонаты существенно влияют на окислительно-восстановительные процессы с участием активных форм кислорода (АФК), постоянно протекающие в живых клетках и тканях [3]. Карбонатные соединения обладают этим свойством, поскольку они могут вступать в реакцию с АФК и превращаться в относительно долгоживущие и более селективные «активные формы углерода» - свободные радикалы и пероксикарбонаты, действующие на свои мишени, в частности, на активность ферментов, участвующих в метаболизме АФК [4].

Ранее нами было показано, что в бикарбонатных водных растворах (БВР) постоянно продуцируются супероксид-радикал и другие АФК [5]. Реакции с участием АФК сопровождаются генерацией энергии электронного возбуждения, которая обеспечивает поддержание бикарбонатных водных систем в устойчиво неравновесном состоянии. При определенных условиях часть этой энергии может излучаться из системы, и эту хемилюминесценцию (ХЛ) можно регистрировать с использованием высокочувствительных фотоумножителей. Внесение в БВР H_2O_2 в низких концентрациях активирует в них процессы генерации АФК. Такие растворы в присутствии люминофора люминола становятся стабильными источниками фотонного излучения. Активированные БВР излучают фотоны в течение многих месяцев, даже если они находятся в герметично закрытых пробирках или флаконах и в темноте [6, 7].

Целью настоящей работы было выяснение того, возникает ли ХЛ в БВР без внесения в них экзогенной H_2O_2, изучение влияния на протекающие в БВР процессы с участием АФК интенсивного механического воздействия на них. Предпосылкой для такого исследования стали накопленные в последние годы данные о том, что что механическая обработка водных систем может оказывать долговременное влияние на их физико-химические свойства [8-10].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В работе использовали следующие реактивы: $NaHCO_3$ (Riedel-de Haen), деионизированную воду (mlQ), полученную путем очистки дистиллированной воды на приборе MilliPore, далее фильтрованную через 0,22 мкм фильтр, H_2O_2 (категория “Медицинская”, 21%, ООО “Авогадро”, Москва), люминол (5-амино-1,2,3,4-тетрагидро-1,4-фталазиндион, research grade), Sigma, США, диметилсульфоксид (ASC, MP Biomedicals, LLC), люцигенин (10,10'-диметил-9,9'-биакридиния динитрат) (Sigma), парафильм (Parafilm M).

Растворы $NaHCO_3$ (5 мМ) (БВР) готовили на деионизированной воде. В разные образцы вносили H_2O_2 до конечных концентраций 0,001% и 0,01%, люминол (ЛюМ) из запасного 10 мМ раствора в диметилсульфоксиде до конечной концентрации 5 мкМ, люцигенин (ЛюЦ) из запасного водного раствора 20 мкМ до конечной концентрации 5 мкМ.

Эксперименты с механическим воздействием.

Приготовленный БВР 5 мМ, разлит по нескольким стеклянным 100-мл стаканам. Стаканы заполняли на 60% по объему. Один стакан закрывали парафильмом и затем подвергали механическому воздействию (20 энергичным встряхиваниям с ударением, затем 1 мин на шейкере). Затем БВР из этого стакана делили на 2 объема. Стакан с контрольным БВР (без встряхивания) также закрывали парафильмом, а затем однократно поворачивали для смачивания парафильма раствором. Другие стаканы с БВР не подвергали аналогичным манипуляциям. После этого к БВР, в зависимости от плана эксперимента, были добавлены растворы H_2O_2, ЛюМ, ЛюЦ.

В результате получали итоговые растворы, которые обозначали на рисунках, как: БВР; БВР потенцир.; БВР +ЛюМ; БВР потенцир.+ЛюМ; БВР + H_2O_2 0,001%; БВР + H_2O_2 0,01%; БВР +ЛюЦ.

После смешивания всех реагентов из растворов отбирали по 1 мл в 1,5-миллилитровые пробирки Эппендорф, которые герметично закрывали крышками и хранили в штативах в темноте при комнатной температуре. Для измерения ХЛ использовали одни и те же образцы в течение всего времени эксперимента. Для регистрации спектров образцы, взятые из штатива хранения использовали однократно для каждого отдельного измерения.

После заполнения пробирок излучение из них регистрировали работающим в режиме одиночных фотонов хемилюминометром Биотокс 7А (АНО «Инженерный центр-экология», Россия). Биотокс 7А оснащен фотоумножителем (ФЭУ) 9750QB/1 (EMI Electronics) с диаметром фотокатода 5 см (темновой ток ~ 20 ± 5 имп./сек). Область спектральной чувствительности ФЭУ составляет 380-710 нм, а максимальная чувствительность лежит в области 450 нм. Интенсивность излучения измеряли с дискретой 1 сек (имп./сек). Излучение из пробирок, заполненных раствором, отобранным из одного стакана с БВР, регистрировали сразу после их заполнения аликвотами раствора, а затем через промежутки времени, указанные на графиках. Излучения из каждой пробирки регистрировали в течение не менее 7 сек. Кроме того, перед началом измерения ХЛ образцов прописывался фон (темновой ток) с имитацией измерений (открытием шторки ФЭУ). Расчеты средних значений интенсивности ХЛ для каждой серии измерений, среднеквадратичных отклонений от среднего, построение графиков проводили с использованием штатного программного обеспечения пакета Excel или специально написанных макросов для этого пакета.

Спектрофотометрические измерения проводили на двухлучевом спектрофотометре Specord 200 (Analytic Jena AG) в области 190-320 нм. Для контроля состояния БВР при хранении каждый раз в начале экспериментов регистрировали спектр БВР относительно контроля – mlQ-воды. Далее контрольная кювета заполнялась БВР, хранящимся вместе с другими образцами в пробирках Эппендорф с момента начала эксперимента. Все последующие измерения спектров БВР как нативного, так и с добавками проводились относительно данного контроля.

Для расчета концентрации перекиси водорода, измеренной спектрофотометрически, использовали коэффициент экстинкции 43,6 $М^{-1}см^{-1}$ при длине волны 240 нм [11].

Для измерения ХЛ использовали от 10 до 24 параллельных образцов, для измерения спектров – 3-6. Расчеты средних значений ХЛ для каждой серии измерений, среднеквадратичных отклонений от среднего, статистической значимости отличий, построение графиков проводили с использованием штатного программного обеспечения пакета Excel, а также интернет-ресурса https://www.psychol-ok.ru/lib/statistics.html.

Для регистрации изменения содержания H_2O_2 в растворах с добавлением люминофоров из средних спектров растворов, содержащих БК, люминофор и H_2O_2 вычитали средние спектры аналогичных растворов (БК и люминофор), в которые H_2O_2 не была изначально добавлена.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Как отмечалось выше, ранее нами было показано [6, 7] что сразу после активации раствора перекисью и внесения в него ЛюМ наблюдается кратковременная вспышка излучения с последующим ее затуханием. Такая кинетика ХЛ кажется естественной, поскольку ожидается, что перекись водорода должна окислять ЛюМ, и излучение должно угасать по мере исчерпания в растворе реагентов. Однако через несколько часов интенсивность излучения начинала постепенно возрастать. Особенностью этого процесса было то, что интенсивности ХЛ из «параллельных» образцов, т.е. из пробирок, которые были заполнены пробами, взятыми из одного перемешиваемого раствора, отличавшиеся друг от друга вначале в пределах 5-7%, уже через сутки могли отличаться друг от друга в десятки раз

(см., напр., рис. 2 в [7]) а среднеквадратичные отклонения от среднего значения для ХЛ из десятков образцов достигали десятков процентов.

В настоящей работе мы регистрировали ХЛ из необработанных БВР и после их интенсивного встряхивания (потенцирования) в отсутствие люминофоров и в присутствии ЛюМ или ЛюЦ (зонда на супероксид-анион-радикал), в отсутствие и в присутствии H_2O_2 в концентрациях 0,001 и 0,01%. Поэтому представляло интерес сравнить поведение исходного ВРБ с теми растворами, которые были предметом изучения в предыдущих исследованиях. В Таблице 1 сравниваются изменения средних значений интенсивности ХЛ 5 мМ БВР сразу после его приготовления и через 1 и 2 суток хранения проб БВР в герметично закрытых пробирках Эппендорф, с ХЛ таких же образцов БВР, но содержащих ЛюМ (5мкМ) и активированных 0,01% H_2O_2. Усреднения проводили по данным, полученным для 20 пробирок, содержащих 1 по мл каждой из серий БВР. В таблице приведены также данные об абсолютных значениях среднеквадратичных отклонений от средних значений и стандартных отклонений в % от среднего.

Табл. 1. Сравнение интенсивности ХЛ 5 мМ БВР и активированного H_2O_2 БВР с ЛюМ,

БВР				
	Сразу после приготовления	Через 30 мин	Через 1 сутки	Через 2 суток
Среднее знач. ХЛ, имп./сек	70,5	68	50,5	40
Станд. откл., имп./ сек	19	68	25	26
Станд. откл. от средн., %	70,5	68	50	65
БВР + H_2O_2 ((0,01%) + ЛюМ (5 мкМ)				
Среднее знач. ХЛ, имп./ сек	5100	3050	4000	3600
Станд. откл., имп./ сек	260	168	1200	1550
Станд. откл., % от среднего	5	5,5	30	43

Видно, что средняя интенсивность ХЛ в активированных БВР, вначале высокая, через 30 мин снижается почти в 2 раза, а затем начинает возрастать. При этом стандартное отклонение от среднего, вначале низкое, затем начинает существенно возрастать. Эти результаты хорошо согласуются с полученными нами ранее [7]. Неактивированные БВР ведут себя иначе. Интенсивность излучения из них в десятки раз ниже, чем из активированных перекисью и содержащих люминол БВР и постепенно снижается, хотя еще на 2-е сутки продолжает превышать темновой ток ФЭУ в 3-4 раза. В то же время «разброс» интенсивности ХЛ между индивидуальными пробирками значительно превышает таковой для активированного БВР как сразу после приготовления, так и в течение всего периода изменений. Это свидетельствует о существенной нестабильности процессов, протекающих в необработанных БВР, в отличие от таковых, протекающих в БВР сразу после их активации перекисью водорода.

Изменение интенсивности ХЛ из модифицированных различными способами БВР в сравнении с контрольным БВР в течение 4-х недель их хранения в герметично закрытых пробирках Эппендорф приведены на рисунках 1 и 2. На Рис. 1 представлены абсолютные значения ХЛ, усредненные по 20 параллельным пробам для каждой серии, а на Рис. 2 – те же результаты, пересчитанные относительно исходных значений ХЛ, принятых за 100%.

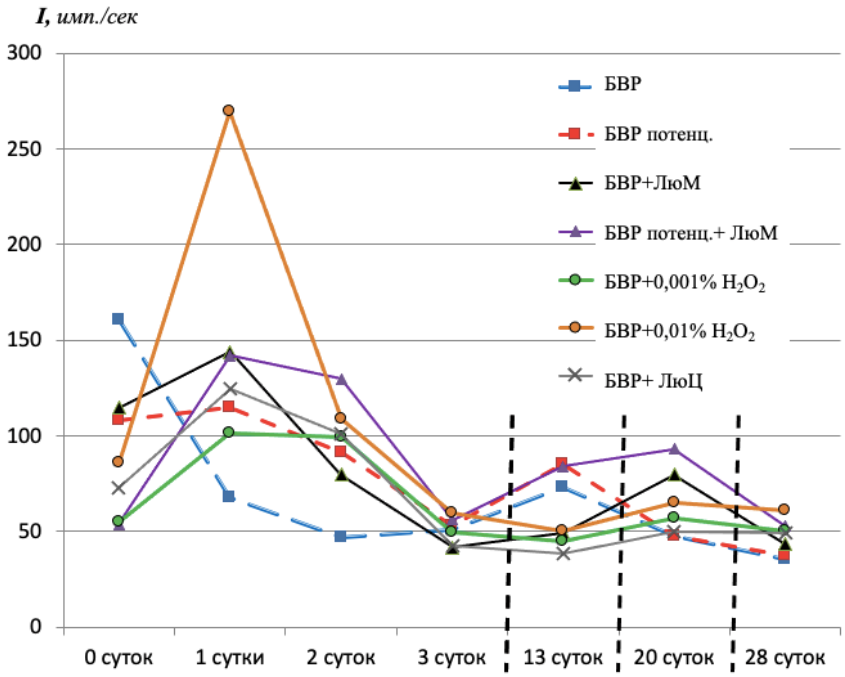


Рис. 1. Изменения интенсивности ХЛ различных БВР в имп./сек в течение 4-недельного мониторинга. Каждая точка – среднее значение интенсивности ХЛ из 20 пробирок Эппендорф, содержащих по 1 мл различных образцов БВР. Свойства каждой серии БВР указаны на приведенных на рисунке обозначениях для каждой из кривой. В течение всего эксперимента герметично закрытые пробирки хранились между измерениями при комнатной температуре в темноте

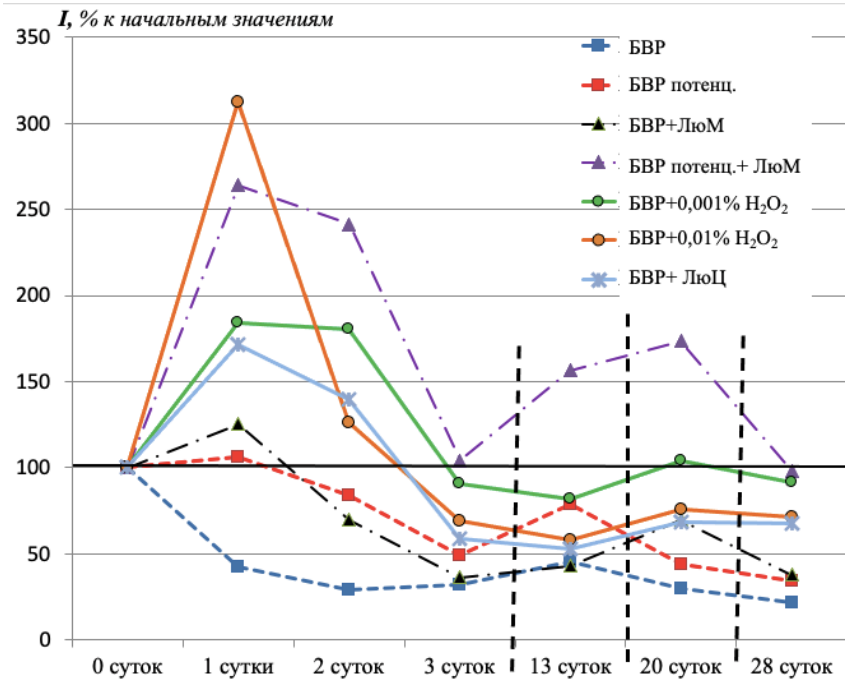


Рис. 2. Экспериментальные данные рисунка 1, пересчитанные относительно исходных значений ХЛ для каждой серии образцов БВР, принятых за 100%

Как видно из представленных на этих рисунках данных, сразу после приготовления различных серий БВР максимальная интенсивность ХЛ характерна для необработанного БВР, однако уже через сутки она становится самой низкой в сравнении с интенсивностью ХЛ БВР из других серий. Через 3 суток ХЛ контрольного БВР стабилизируется, продолжая достоверно превышать темновой ток ФЭУ. На 1-е и 2-е сутки после приготовления растворов интенсивность ХЛ из всех обработанных серий БВР выше, чем из нативного БВР, в частности, за счет того, что в первые дни наблюдается тенденция роста интенсивности ХЛ в

потенцированных БВР (особенно в присутствии ЛюМ), а также в БВР к которым добавлена H_2O_2 в концентрации 0,001%. Разница между ХЛ потенцированных и не потенцированных БВР сохраняется даже через 2-4 недели, что особенно заметно при сравнении серий БВР с ЛюМ (см. рис. 1 и 2). Существенно, что интенсивность ХЛ потенцированного БВР с ЛюМ выше, чем БВР, к которым была добавлена H_2O_2 даже в концентрации 0,01%. Это свидетельствует, что потенцирование БВР инициирует в нем процессы, сопровождающиеся генерацией электронного возбуждения и протекающие в течение длительного времени в условиях изоляции от внешней среды. Эти процессы обусловлены не только продукцией перекиси водорода при потенцировании БВР, но и другими причинами.

Спектральные характеристики в УФ-области контрольных БВР и БВР после потенцирования и их изменение в течение длительного времени после приготовления и потенцирования представлены на рисунках 3 и 4.

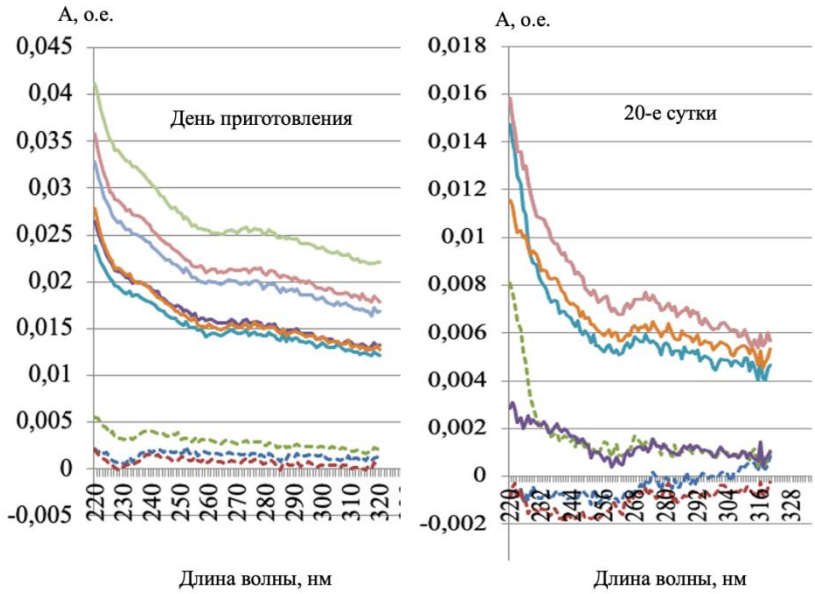


Рис. 3 Спектры поглощения отдельных образцов БВР сразу после их приготовления и потенцирования (левый рисунок) или через 20 суток их хранения в темноте при комнатной температуре (правая панель). Спектры образцов БВР, взятых из подвергнутого потенцированию сосуда с БВР, представлены сплошными кривыми, а контрольных образцов, взятых из не подвергнутого потенцированию сосуда с БВР – штрих-пунктирными кривыми

Сразу после приготовления БВР и его потенцирования (левая панель рис. 3) оптическая плотность потенцированных БВР существенно превышает оптическую плотность контрольных БВР. В частности, обращает на себя внимание пик в образцах потенцированного БВР в районе 270 нм, отсутствующий в контрольных образцах БВР.

Следует также отметить заметную разницу в интенсивности оптической плотности между разными параллельными образцами потенцированных БВР несмотря на то, что все они были набраны из одного и того же стакана, в котором и производилось потенцирование. Этот «разброс» данных согласуется со значительным «разбросом» интенсивностей ХЛ в параллельных образцах, который мы наблюдали при исследовании поведения фотонного излучения из содержащего ЛюМ активированного H_2O_2 БВР [7].

После 20-дневного хранения контрольных и потенцированных образцов БВР в герметически закрытых пробирках Эппендорф их спектральные свойства несколько меняются, хотя основные различия между опытом и контролем остаются прежними (рис. 3, правая панель). Оптическая плотность у образцов потенцированных БВР снижается более, чем в 2 раза по сравнению с таковой свежеприготовленных образцов. Более того, в одной из 4-х параллелей (сплошная фиолетовая кривая) оптическая плотность падает в несколько раз сильнее, чем в трех других параллелях. Напротив, оптическая плотность у одного из контрольных образцов становится заметно больше, чем у двух других, особенно в области

200-300 нм, а форма спектра начинает напоминать таковые у потенцированных образцов. Важно отметить, что пик в районе 270 нм у потенцированных образцов, включая и тот, оптическая плотность которого упала, становится гораздо более выраженным, чем у свежеприготовленного потенцированного БВР (рис. 3, левая панель).

Поскольку при интенсивной механической обработке водных систем в них образуется перекись водорода [8-10], а как потенцированные БВР, так и БВР, к которым добавляли H_2O_2, становились источниками ХЛ (рис. 1 и 2), мы сравнили спектральные свойства контрольных БВР, потенцированных БВР, и БВР, к которым добавляли H_2O_2 (рис.4).

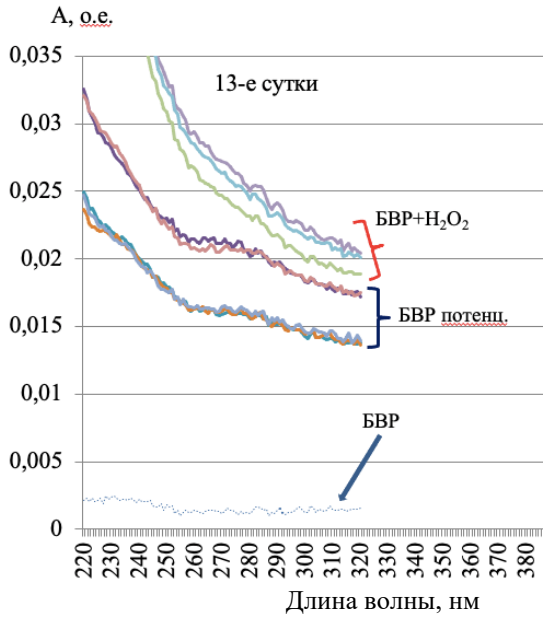


Рис. 4. Спектры поглощения БВР через 13 суток после их приготовления, приведенные для сравнения потенцированных БВР и образцов БВР, приготовленных из БВР, к которому в 0 день добавили H_2O_2 до концентрации 0,001%

Представленные на рис. 4 данные для 13 дня после приготовления всех образцов свидетельствуют, что спектры потенцированных БВР и БВР, к которым добавляли H_2O_2 до концентрации 0,001% отличаются. Спектры БВР с H_2O_2 характерны для спектров H_2O_2 в воде и не имеют выраженного пика при 270 нм, который обнаруживается во всех образцах потенцированного БВР независимо от дня снятия спектров. Кроме того, и при съемке на 13-е сутки, как и при регистрации спектров в день приготовления и на 20-е сутки наблюдаются сильные отличия в оптической плотности разных параллелей потенцированных БВР. Более того, просматривается тенденция к «расслоению» результатов на дискретные группы, в данном случае на накладывающиеся друг на друга спектральные кривые 2-х параллелей и 3-х параллелей, сильно отличающиеся друг от друга. Такие же «расслоения» были обнаружены нами ранее при длительной регистрации ХЛ из большого числа параллельных образцов активированных H_2O_2 и содержащих ЛюМ БВР [7].

На рис. 5 приведено сравнение спектров не потенцированных и потенцированных БВР, к которым исходно добавили ЛюМ, на 20-е сутки после приготовления растворов. Из данных, представленных на Рис. 5, видно, что оптическая плотность контрольных образцов БВР с ЛюМ заметно превышает оптические плотности почти всех образцов БВР без ЛюМ (ср. со спектральными данными для БВР без ЛюМ, Рис. 3 и 4). При этом следует отметить, что сам ЛюМ в использованной концентрации в этом диапазоне длин волн практически не обладает экстинкцией (данные не приведены). Более того, из 5 параллельных проб с БВР оптическая плотность в одной из почти в 3 раза превышает оптические плотности в остальных четырех, которые практически накладываются друг на друга. Кроме того, на спектральных кривых образцов, потенцированных БВР с ЛюМ, хорошо виден пик в районе 270 нм, что характерно и для потенцированных БВР без ЛюМ. Но при этом на спектральных кривых образцов, не

потенцированных БВР с ЛюМ, в отличие от таковых без ЛюМ также наблюдается увеличение поглощения в ближней УФ-области, но по сравнению с потенцированными БВР оно сдвинуто в более длинноволновую область (280-315 нм).

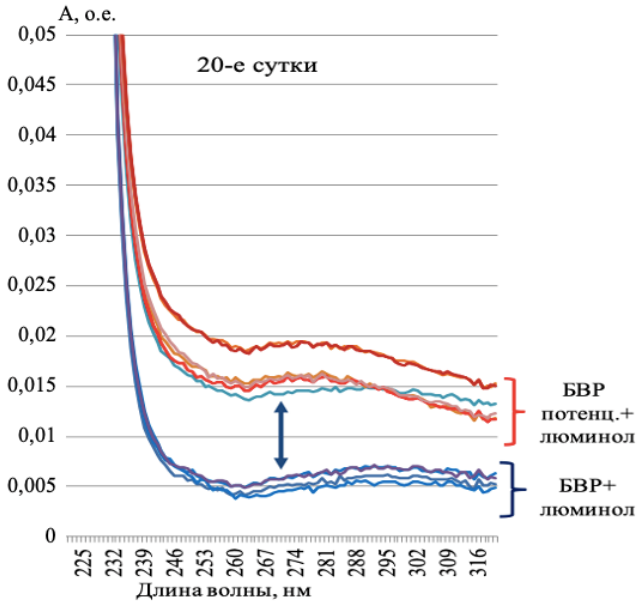


Рис. 5. Спектры поглощения потенцированных (красные кривые) и не потенцированных (синие кривые) БВР с ЛюМ (5 мкМ) через 20 суток после их приготовления

Таким образом, внесение ЛюМ в БВР не только способствует увеличению интенсивности и длительности ХЛ как из потенцированных, так и не потенцированных БВР, но и влияет на их спектральные свойства, отражающие изменение из физико-химического состояния.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе было подтверждено, что в БВР непрерывно протекают процессы с участием АФК. Было показано, что интенсивность ХЛ, отражающей скорости рекомбинаций и устранения АФК, возрастает при внесении в БВР не только ЛюМ, зонда на широкий спектр АФК, в частности, на H_2O_2, но и ЛюЦ – специфичного зонда на супероксидный радикал. Оказалось, что не только те БВР, в которые исходно вносили H_2O_2 и ЛюМ [6,7], но и нативный БВР излучает фотоны по меньшей мере 1 месяц после его приготовления. Правда интенсивность ХЛ из нативного БВР была намного ниже, чем из БВР, в который вносили H_2O_2 (Табл. 1). Так или иначе, процессы, в ходе которых происходит генерация энергии высокой плотности (энергии электронного возбуждения), протекают и в обычных БВР, к которым относится подавляющее большинство питьевых вод и биологических жидкостей.

Впервые влияние механической обработки водных систем на их физико-химические свойства обнаружили Г.А. Домрачев и Д.А. Селивановский. Они установили еще в 1990 г., что при обработке даже чистой воды слышимым звуком в ней накапливается H_2O_2 в количествах, достаточных для объяснения абиогенного происхождения кислорода в атмосфере [12]. Позднее они сообщили, что H_2O_2 накапливается в воде и при других формах механического воздействия на нее [8]. Авторы выдвинули гипотезу, что вода может расщепляться на атомы водорода, гидроксил радикалы, атомы кислорода под действием механической энергии, т.е. энергии, плотность которой на много порядков величины ниже энергии, необходимой для разрыва ковалентной связи между атомами водорода и кислорода в молекуле воды. Для этого в воде должны присутствовать квази-полимерные водные структуры, физико-химические свойства которых отличаются от свойств мономеров, из которых они построены. Согласно законам механо-химии полимерные молекулы могут концентрировать энергию низкой

плотности до величин, достаточных для разрыва ковалентных связей, что приводит к образованию свободно-радикальных частиц. Домрачев и Селивановский обнаружили также, что образование H_2O_2 под действием механической обработки воды, содержащей соли, идет намного более эффективно, чем в максимально чистой. Они постулировали, что в жидкой воде должны присутствовать квази-полимерные образования, а различные включения облегчают их появление. Расщепление воды при действии на нее энергий низкой плотности было позднее подтверждено и другими авторами [напр., 12-16].

В настоящей работе сравнивали свойства нативных БВР и БВР, подвергнутых интенсивной механической обработке (потенцированию). Полученные результаты по ХЛ подтверждают, что в результате потенцирования интенсивность ХЛ в БВР становится выше, чем в нативном БВР, затем даже и возрастает. Это свидетельствует о расщеплении молекул воды под действием механических сил, что инициирует развитие в ней свободно-радикальных процессов, с характерными свойствами вырожденно-разветвленных цепных реакций [7]. Данные, свидетельствующие о расщеплении воды на свободные радикалы при ее механической обработке, до последнего времени встречали со скепсисом, поскольку считалось, что в воде не могут существовать длительно живущие квази-полимерные (жидкокристаллические) структуры. Однако в последнее время стало ясно, что любая водная система содержит как минимум две различных водных фазы с разными свойствами. В работах проф. G. Pollack и соавт., [17] было доказано, что на границе между водой и гидрофильными поверхностями, к которым относятся и поверхности раздела вода-воздух, вода-нанопузырьки газов, вода-наночастицы, одна из фаз представлена водой со свойствами жидкого кристалла. В ней плохо растворяются, т.е. исключаются из нее, разнообразные вещества, подобно тому, как из кристаллической решетки льда исключаются все вещества, структурно-динамические свойства которых не согласуются с таковыми для льда. Поскольку эта водная фаза исключает из себя все, что не соответствует ее структурно-динамическим свойствам, она была названа Поллаком «Exclusion zone water – EZ-water". Другая водная фаза, контактирующая с EZ-water, – обычная «объемная» вода, аналог «жидкого газа», свойства которой описываются общепринятой моделью «мигающих кластеров». Было обнаружено наличие разности электрических потенциалов между EZ-water и «объемной» водой. EZ-water, как правило, заряжена отрицательно и служит донором электронов, т.е. восстановителем, тогда как в объемной воде всегда присутствует кислород – акцептор электронов, окислитель. Ранее мы высказали предположение, что наличие такой электрической батареи в воде и обеспечивает возможность постоянного протекания в ней реакций, в ходе которых образуются АФК. В процессах с их участием освобождается энергия электронного возбуждения [7]. Однако тогда не существовало свидетельств в пользу присутствия в БВР длительно живущих квази-полимерных структур, подобных EZ-water.

Одним из характерных свойств EZ-water, является то, что она поглощает в УФ-области спектра с максимумом в районе 270 нМ [18]. В настоящей работе показано, что в БВР, подвергнутом потенцированию, появляется поглощение в УФ-области с характерным для EZ-water пиком в районе 270 нм. При хранении таких потенцированных образцов выраженность этого пика увеличивается (Рис. 3, 5). Мы не можем исключить, что поглощение подвергнутых потенцированию БВР в УФ-области частично объясняется и появлением в ней H_2O_2. Но только перекисью объяснить форму этого пика нельзя, поскольку спектральные свойства слабого раствора H_2O_2 и потенцированного БВР заметно отличаются (Рис. 4). Интересно также отметить, что в присутствии люминола в непотенцированных БВР появляется слабое поглощение в более длинноволновой УФ-области, чем в потенцированных БВР, однако природа этого поглощения пока остается неясной.

Исследованные в настоящей работе водные системы представляют собой не стационарные, но развивающиеся объекты. Разветвленно-цепная реакция с вырожденными разветвлениями, инициированная в БВР путем его потенцирования или добавления к нему H_2O_2 – это процесс усложняющийся, аккумулирующий в неизменном объеме все больше свободной энергии, что делает систему все более неравновесной. Все эти свойства и

характеризуют систему как «развивающуюся». В отличие от «стационарных» динамических систем, сразу после инициации в БВР разветвленно-цепной реакции, т.е. на самых ранних этапах после «рождения» системы регистрируемые отличия в свойствах БВР в разных частях маточного раствора малы («разброс результатов» минимален), но в непроявленном виде отличия в свойствах кажущегося гомогенным водного раствора уже имеются. В ходе развития разветвленно-цепного процесса эти различия выявляются, подобно тому, как выявляется изображение на фотопластинке в ходе ее проявления. Далее эти различия становятся ярко выраженными и сохраняются в течение длительного времени.

Дискретность интенсивности ХЛ, наличие «разрешенных» и «запрещенных» состояний можно интерпретировать, как наличие в активированном БВР непроявленных объемных зон относительного «возбуждения» и относительного «покоя», которые, подобно облакам в небе, меняют свое положение в пространстве БВР. В пробирку может быть отобран раствор из той или иной непроявленной зоны. Если отобрана зона «возбуждения», скорость развития разветвленно-цепного процесса в такой пробирке будет выше, чем в пробирке, в которую попала зона относительного «покоя». Поэтому на стадии, на которой скорость развития разветвленно-цепного процесса максимальна, величина «разброса результатов» также максимальна, подобно тому, как максимален контраст между сильно и слабо засвеченными участками на фотопленке или фотопластинке на этапе появления изображения.

Таким образом, БВР представляют собой сильно неравновесные системы, в которых непрерывно протекают реакции с участием АФК, в ходе которых освобождается энергия высокой плотности. Их интенсивность возрастает при механическом воздействии на БВР. Т.е., интенсивное перемешивание, турбулентное движение природных вод, которые представляют собой БВР, приводит к их активации. Можно предположить, что появление в БВР АФК после механического воздействия обусловлено формированием в БВР «облаков», построенных из EZ-water, которая служит донором электронов и обеспечивает восстановление растворенного в воде кислорода. Поскольку бикарбонатные водные системы являются субстанциональной основой живой материи, характерные особенности динамических процессов, протекающих в БВР, могут реализоваться в процессах жизнедеятельности.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

А, о.е. – оптическая плотность, оптических единиц;
I – интенсивность ХЛ (имп./сек или %);
БВР – бикарбонатные водные растворы;
АФК – активные формы кислорода;
ХЛ – хемилюминесценция;
ЛюМ – люминол;
ЛюЦ – люцигенин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Henderson Y.** Adventures in Respiration. Modes of Asphyxiation and Methods of Resuscitation. Baltimore: Williams & Wilkins, 1938. 273 p.
2. **Casey J.R.** Why bicarbonate // Biochem Cell Biol. 2006. V. 84. No 6. P. 930-939.
3. **Коган А. Х., Грачев С. В., Елисеева С. В.** Модулирующая роль CO_2 в действии активных форм кислорода. М.: ГЭОТАР-Медиа, 2006. 224 с.
4. **Hodgson E.K., Fridovich I.** The mechanism of the activity-dependent luminescence of xanthine oxidase // Arch. Biochem. Biophys. 1976. V.172. P. 202-205.
5. **Воейков В.Л., Виленская Н.Д., До Минь Ха, Малышенко С.И., Буравлева Е.В., Яблонская О.И., Тимофеев К.Н.** Устойчиво неравновесное состояние бикарбонатных водных систем // Журнал физической химии. 2012. Т. 86. № 9. С. 1518-1527.

6. **Voeikov V.L., Do Ming Ha, Mukhitova O.G., Vilenskaya N.D., Malishenko S.I., Bogachuk A.S.** Activated bicarbonate solutions as models of confined ontic open system and prototypes of living respiring systems // Int. J. of Design & Nature and Ecodynamics. 2010. V. 5. No. 1. P. 30-38.
7. **Воейков В.Л., Буравлева Е.В., Федоренко А.А., Виленская Н.Д., Малышенко С.И.** Нелинейные динамические процессы в бикарбонатных водных системах обнаруживают сходство с процессами развития живых организмов // Оптические методы исследования потоков: Труды XIII Международной научно-технической конференции. [Электронный ресурс. М.: Изд-во Перо, 2015. С. 320-332.
8. **Домрачев Г.А., Родыгин Ю.Л., Селивановский Д.А.** Механохимически активированное разложение воды в жидкой фазе // Докл. АН СССР. 1993. Т. 329. № 2. С. 186-188.
9. **Belovolova L.V., Glushkov M.V., Vinogradov E.A., Babintsev V.A., Golovanov V.I.** Ultraviolet Fluorescence of Water and Highly Diluted Aqueous Media // Physics of Wave Phenomena. 2009. V. 17. No 1. P. 21-31.
10. **Yablonskaya O., Buravleva E., Novikov K., Voeikov V.** Peculiarities of the Physicochemical Properties of Hydrated C60 Fullerene Solutions in a Wide Range of Dilutions // Frontiers in Physics. 2021. V. 9.
11. **Beers R.F., Jr., Sizer I.W.** A spectrophotometric method for measuring the breakdown of hydrogen peroxide by catalase // J. Biol Chem. 1952. V. 195. No 1. P. 133-140.
12. **Домрачев Г.А., Селивановский Д.А.** Роль звука и жидкой воды как динамически нестабильной полимерной системы в небиогенном происхождении кислорода и возникновении жизни на Земле // Препринт Института металлоорганической химии АН СССР. – Горький, 1990. - №1/90. 20 с.
13. **Воейков В.Л., Баскаков И.В., Кафкалиас К., Налетов В.И.** Инициация сверх-слабым УФ- облучением и перекисью водорода вырожденно-разветвленной цепной реакции дезаминирования глицина // Биоорганическая химия. 1996. Т. 22. № 1. С. 39-47.
14. **Shigeru Ikeda, Tsuyoshi Takata, Takeshi Kondo, Go Hitoki, Michikazu Hara, Jinko N. Kondo, Kazunari Domen, Hideo Hosono, Hiroshi Kawazoe, Akira Tanaka. Mechanocatalytic overall water splitting // Chemical Communications. 1998 (020). P. 2158-2186.**
15. **Гудков С.В., Карп О.Э., Гармаш С.А., Иванов В.Е., Черников А.В., Манохин А.А., Асташев М.Е., Ягужинский Л.С., Брусков В.И.** Образование активных форм кислорода в воде под воздействием видимого и инфракрасного излучения в полосах поглощения молекулярного кислорода // Биофизика. 2012. Т. 57. Вып. 1. С. 5-13.
16. **Gudkov, S.V.; Penkov, N.V.; Baimler, I.V.; Lyakhov, G.A.; Pustovoy, V.I.; Simakin, A.V.; Sarimov, R.M.; Scherbakov, I.A.** Effect of Mechanical Shaking on the Physicochemical Properties of Aqueous Solutions // Int. J. Mol. Sci. 2020. V. 21. 8033.
17. **Pollack G.H.** The Fourth Phase of Water. Seattle, Washington: Ebner & Sons Publishers, 2013. (Русский перевод: **Джеральд Поллак.** Четвертая фаза воды. (Пер. с анг. В. С. Яценкова; ред. В. Л. Воейков). М.: ДМК Пресс. 2021. 424 с.
18. **Chai B.H., Zheng J.M., Zhao Q., and Pollack G.H.** Spectroscopic Studies of Solutes in Aqueous Solution // J. Phys. Chem. 2008. A 112. P. 2242-2247.

Voeikov V.L., Buravleva E.V.

M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Biology, Russia,
119234, Moscow, Leninskie Gory, 1, bldg. 12. E-mail: v109028v1@yandex.ru

LONG-TERM PRODUCTION OF REACTIVE OXYGEN SPECIES IN BICARBONATE AQUEOUS SOLUTIONS: POSSIBLE ROLE IN THE ENERGY OF WATER SYSTEMS

ABSTRACT

Previously, we found that reactive oxygen species (ROS) are constantly produced in bicarbonate aqueous solutions (BAS), and the addition of hydrogen peroxide to BAS increases the intensity of these processes. In the presence of luminol, hydrogen peroxide-activated BAS become sources of chemiluminescence (CL) for many months. In this study, a comparative analysis of the dynamics of CL from BAS before and after their intensive shaking (potentiation) in the absence of phosphors and in the presence of luminol or lucigenin, in the absence and in the presence of H_2O_2 at concentrations of 0.001 and 0.01% was carried out. Absorption spectra in the UV range of all BAS variants were also recorded. It is shown that the CL from BAS after mechanical action (potentiation) increases relative to the control, and even after 4 weeks significantly exceeds that in the control BAS. As a result of the potentiation of BAS, absorption in the region of 270 nm appears, indicating the appearance of stable associates in them, similar in properties to the "exclusion zone of water" (EZ-water) discovered by G. Pollack. The peculiar dynamic properties of the processes developing in the BAS indicate that they are stably nonequilibrium systems, and long-term CL from these solutions, especially after their potentiation or addition of H_2O_2 to them in very low concentrations, indicates the continuous production of high-density energy in the BAS. Further investigation of their behavior can help to establish the role of bicarbonate water systems in the mechanisms of functioning of living matter, in particular, in the bioenergetic processes occurring in it.

CHEMILUMINESCENCE, SPECTROPHOTOMETRY, BICARBONATE SOLUTIONS, POTENTIATION, REACTIVE OXYGEN SPECIES

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8

Батшев В.И.[1], Букова В.И.[1,2], Крюков А.В.[1,2], Марченко М.О.[1], Мачихин А.С.[1]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: batshev.vi@ntcup.ru
[2] Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр.1, E-mail: kryukov_av@bmstu.ru

ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ОТЕЧЕСТВЕННОГО КОМПАКТНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИИ

АННОТАЦИЯ

Методы современной капилляроскопии связаны с исследованиями рисунка капилляров мягких тканей человека и параметрами кровотока в них, что позволяет проводить информативную неинвазивную диагностику показателей состояния организма и указывать на те или иные заболевания и реакции на протекающие процессы. Дальнейшее развитие методик капилляроскопии связано с их объединением с фотоплетизмографией - регистрацией изменений амплитуды колебаний объема крови, возникающих при наполнении капилляров и мелких сосудов в зависимости от фазы кардиоцикла. Это делает актуальной задачу создания достаточно простого и удобного в использовании компактного устройства для проведения видеокапилляроскопии не только ногтевого ложа, но и других произвольных участков кожи, которое может применяться в ежедневной медицинской практике. Для решения данной задачи в работе рассмотрены существующие в настоящее время варианты реализаций приборов, отмечены их достоинства и недостатки и сформированы требования к схемам освещения, основным оптическим характеристикам и качеству изображения канала регистрации, а также параметрам приемника излучения для получения видеоизображений. Также предложена концепция компоновки разрабатываемого устройства.

ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИЯ, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЯ, ДЕРМАТОСКОПИЯ, КРОВОТОК, НОВООБРАЗОВАНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия все большую популярность набирают методы *in vivo* - неинвазивные методы диагностики, исключающие использование клеток живого организма. Диагностика поверхностных слоев кожи, а также визуализация состояния капилляров и мелких сосудов в приповерхностных слоях кожи являются наиболее информативными неинвазивными способами диагностики, позволяющими ускорить выявление различных заболеваний на ранних стадиях, повысить информативность и достоверность диагностики и, как результат, проводить более эффективное лечение. Особую нишу здесь занимают оптические методы диагностики [1-3].

Дерматоскоп – востребованное в медицинской практике компактное оптическое устройство для визуального наблюдения поверхностного кожного покрова. При кажущейся

простоте и компактности конструкции современные дерматоскопы представляют собой высокотехнологичные дорогостоящие устройства, снабженные хорошо скорригированной в отношении остаточных аберраций оптической системой и осветительным каналом, обеспечивающим как неполяризованное, так и поляризованное излучение в заданном диапазоне длин волн.

Капилляроскоп – устройство, предназначенное для визуализации кровеносных сосудов в мягких тканях и исследований рисунка, образованного капиллярами [4, 5]. Первоначально капилляроскопия предусматривала визуальное наблюдение за тканями в микроскоп, но с развитием технологий приобрела вес видеокапилляроскопия (ВКС), предусматривающая использование многоэлементных приемников излучения (МПИ) для фото- и видео-регистрации полученных данных.

Важным показателем состояния организма является кровоток, который обычно замеряют глобально в форме кровяного давления и частоты сердечных сокращений. Однако такие методы не подходят для исследований локальных нарушений. Поэтому для исследования кровотока в сосудах используют фотоплетизмографию (ФПГ) – метод регистрации изменения интенсивности отраженного от кожи сигнала, зависящего от наполненности участка кожи кровью.

С развитием технологий обработки изображений стало возможным совместить ВКС и ФПГ [6-10]. Данный метод позволяет не только визуализировать капилляры на коже, но и получать сигнал фотоплетизмограммы в любой точке или области изображения, что расширяет круг возможностей при диагностике. На сегодняшний день устройства подобного класса являются достаточно сложными и не слишком компактными, что существенно ограничивает их применение.

В современных реалиях импортозамещения чрезвычайно актуальной является задача создания отечественного прибора, совмещающего в себе компактность устройств для дерматоскопии с современными возможностями видеокапилляроскопов, который бы являлся универсальным инструментом, позволяющим врачам использовать преимущества всех рассмотренных методов диагностики.

В настоящей работе рассмотрены типичные конструкции дерматоскопов и проанализированы несколько вариантов приборов, совмещающих в себе функции капилляроскопа и фотоплетизмографа. На основе проведенного анализа выдвинуты требования к характеристикам разрабатываемого устройства.

ОБЗОР СТАНДАРТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ДЕРМАТОСКОПОВ

Обзор устройств зарубежных и отечественных производителей

Современные компактные дерматоскопы представлены компаниями Heine (Германия), 3Gen (США), Canfield (США, Германия), Riester (Германия), KaWe (Германия), AnMo (Тайвань), Welch Allyn (США), IDCP MEDTECH (Канада) и др. Внешний вид типичного дерматоскопа приведён на рис. 1, а основные характеристики наиболее распространенных моделей сведены в табл. 1.

Оптическая система таких устройств соответствует схеме лупы и обеспечивает визуальное наблюдение элементов кожи в увеличенном виде. Некоторые производители классифицируют свои приборы как эпилюминесцентные микроскопы. Действительно, оптическая схема такой лупы не является тривиальной и содержит от двух до четырех и более линз, форма которых часто является асферической.

Видимое увеличение в наиболее распространенных моделях дерматоскопов составляет 10 крат при световом диаметре до 32 мм. Большее цифровое увеличение может быть получено с учетом сопрягаемых устройств (смартфоны, компьютеры).

Рис. 1. Внешний вид дерматоскопа Canfield Luminis

Табл. 1. Основные характеристики наиболее распространенных зарубежных дерматоскопов

Производитель / модель / Характеристика	**Heine / Delta 20 Plus**	**3Gen / DermLite 4 (DL4)**	**3Gen / DermLite 5 (DL5)**	**Canfield / Luminis**
Визуальный канал				
Видимое увеличение *Г*, крат	10 (до 16)	10	10	10
Световой диаметр глазной линзы Ø, мм	20	30	32	30
Оптическая схема	Система ахроматических линз	Четырёхлинзовый объектив	-	-
Диоптрийная настройка	от -6 до +6 дптр	от -5,5 до +7,6 дптр	есть	есть
Фото- видео- регистрирующий канал				
Внутренняя регистрация	нет	нет	нет	нет
Внешняя регистрация	смартфон, фотокамера	смартфон, фотокамера	смартфон	нет
Осветительный канал				
Количество светодиодов, шт. / цвет	4 / белый	12+6/белый, 6/оранжевый	16/белый 4/УФ 4/оранжевый	4+4/белый
Уровни яркости, шт.	2	2	9	2
Режимы работы	кросс-поляризация/ неполяризованное (иммерсия)	кросс-поляризация/ неполяризованное (иммерсия)	кросс-поляризация/ неполяризованное (иммерсия)/ параллельная поляризация	кросс-поляризация/ неполяризованное (иммерсия)
Корпус				
Габариты, мм^3	-	162x58x60	182x58x36	210x55x48
Масса, г	-	198	285	300
Аккумулятор	до 5 ч. непр. работы	Li-Ion 3,7 В, 1400 мАч	Li-Ion 3,7 В, 3000 мАч	Li-Ion 3,6 В, 3450 мАч
Стоимость*	от 150 000 руб.	1 595 USD (от 121 539 руб.)	1 695 USD (от 129 159 руб.)	1 092 USD (от 90 050 руб.)

*Стоимость приборов оценивалась в период с 14.02.2023 по 12.04.2023.

Диоптрийная настройка позволяет компенсировать смещение поверхности кожи относительно фокальной плоскости оптической системы, а также учесть недостатки зрения врача, проводящего диагностику. Такая настройка обеспечивает изменение величины переднего отрезка системы, что играет важную роль при сопряжении прибора со смартфоном и при визуальном осмотре особо крупных и выступающих над кожей невусов.

Фото- и видео-фиксация наблюдаемого изображения проводится с использованием внешних устройств, например, камеры смартфона или цифровой камеры, для сопряжения с которыми предусмотрены различные клипсы, чехлы и магнитные кольца. Внутренняя фиксация изображений в наиболее распространенных устройствах не предусмотрена (см. табл. 1). Тем не менее существуют модели устройств, например, дерматоскоп РДС2 НПО Биофотоника, которые не предполагают визуального наблюдения, а рассчитаны исключительно на работу с компьютером. Такая особенность дерматоскопа РДС2 обуславливает другой набор оптических характеристик, близких к устройствам видеокапилляроскопии. В связи с этим параметры данного устройства представлены в табл. 2.

Стандартная схема освещения в дерматоскопах – кольцо светодиодов. Наиболее часто используются светодиоды с цветовой температурой дневного света (белый, см. табл. 1). В некоторых моделях предусмотрены дополнительные компоненты подсветки – УФ-диоды для анализа люминесценции тех или иных образований, оранжевая или красная (560 – 580 нм) подсветка – для рассмотрения лежащих более глубоко пигментаций [11]. Имеется регулировка уровней яркости подсветки.

Режим работы осветительного канала предполагает переключение между поляризованным и неполяризованным излучением. При освещении кожи часть излучения отражается от кожного жира и не дает возможности оценки сигнала, прошедшего глубже в слои кожи. Поэтому вводится так называемый кросс-поляризационный режим подсветки, при котором кожа освещается линейно поляризованным светом, что уменьшает рассеяние света при прохождении рогового слоя. На входе оптической системы дерматоскопа располагается поляризатор, отсекающий отраженный кожным жиром свет и пропускающий потерявший свою поляризацию свет, отраженный от внутренних структур кожи. Кроме того, все представленные приборы предоставляют возможность вести наблюдение в традиционном режиме неполяризованного излучения, когда отражение от кожного жира уменьшается за счет использования иммерсии.

Экспериментальная оценка дополнительных оптических характеристик и качества изображения дерматоскопа DermLite 4

Для более детальной оценки оптических характеристик, не представленных производителем, было проведено экспериментальное исследование дерматоскопа DermLite 4 компании 3Gen.

Для проведения эксперимента собрана опытная установка, один из вариантов которой представлен на рис. 2. Оптическая схема представляет собой двухкомпонентную проекционную оптическую систему с параллельным ходом лучей между компонентами. В качестве первого компонента выступает исследуемое устройство, в предметной плоскости которого установлен объект-микрометр с ценой деления 5 мкм. Второй компонент - объектив с известным значением фокусного расстояния 95 мм, строящий изображение тест-объекта в плоскости МПИ. Фокусировочная подвижка исследуемого устройства осуществлялась с помощью подвижного столика с микрометрическим винтом.

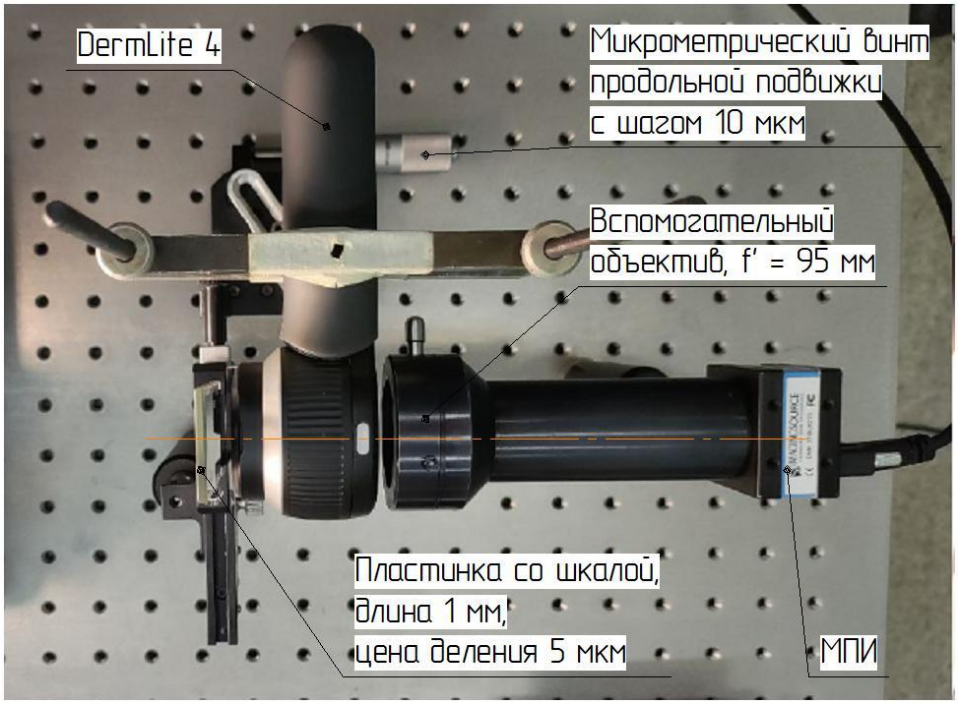


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования характеристик дерматоскопа

Вид изображения тест-объекта, размещенного в центре поля оптической системы дерматоскопа DermLite 4 и полученного с помощью установки на рис. 2, показан на рис. 3. Судя по различаемым штрихам шкалы тест-объекта с ценой деления 5 мкм, разрешающая способность прибора для центра поля составляет не менее 200 мм$^{-1}$.

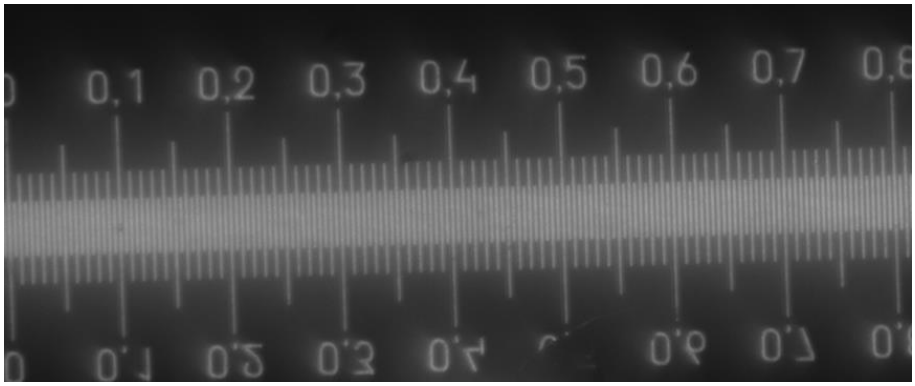


Рис. 3. Изображение тест-объекта с ценой деления 5мкм для центра поля дерматоскопа DermLite 4, полученное в составе экспериментальной установки

В результате измерений был получен ряд важных характеристик устройства.

Фокусное расстояние объектива DermLite 4 составило 24,76 мм, что подтверждает его соответствие видимому увеличению $\Gamma = 250/f' = 10$ крат.

Глубину резко изображаемого пространства (ГрИП) можно оценить при смещении исследуемого объектива вдоль оптической оси при помощи микрометрического винта. В диапазоне перемещений ±5..7 мкм относительно положения, обеспечивающего наилучший контраст штрихов (положение 0), не наблюдалось ухудшения качества изображения шкалы с ценой деления 5 мкм. Подвижки относительно "положения 0" в сторону дальнего/ближнего плана на расстояния 30/40 мкм приводят к потере в разрешении отдельных штрихов и позволяют оценить ГрИП значением 70 мкм, при допустимом пятне нерезкости в 5 мкм. В качестве вывода можно отметить, что небольшая ГрИП требует использования прижимного стекла как в иммерсионном режиме работы, так и при кросс-поляризации.

Также была проведена спектрометрия подсветки прибора. Установлено, что пик оранжевых диодов приходится на длину волны 596 нм, а диоды белой подсветки являются диодами холодного белого света с пиками на длинах волн 474 нм и 562 нм.

ОБЗОР ВАРИАНТОВ КОНСТРУКЦИЙ КАПИЛЛЯРОСКОПОВ

Устройства для видеокапилляроскопии можно условно разделить на несколько групп: приборы на основе микроскопов [8,9], эндоскопов [7], компактные устройства с внутренней видеорегистрацией, устройства с внешней фото- и видеорегистрацией в виде насадок к камерам мобильных телефонов [11]. Основные характеристики ряда таких устройств сведены в табл. 2.

Табл. 2. Основные характеристики видеодерматоскопа и устройств для видеокапилляроскопии

Прибор / Характеристика	**НПО Биофотоника Дерматоскоп РДС-2**	**ВКС на основе микроскопа**		**НТЦ УП РАН ВКС на основе экзоскопа [7]**	**KK Technology CapiScope HVCS (standart/ low power)**
		[10]	**[8]**		
Фото- видео- регистрирующий канал					
Оптическое линейное увеличение β, крат	50* (с учетом цифрового увеличения)	5,0	3,9 2,3	2,9	2,0-10,0
Проекция 1 пикселя на участок кожи, мкм	5,20	1,25	1,50 2,50	2,00	0,81/ 1,71
Линейное поле предмета, мм	13,3x10,0	1,0x1,0	1,5x1,5 2,5x2,5	2,0x2,0	1,037x0,829/ 2,186x1,749
Размер изображения пикс.	2560x1920	800x800	1000x1000	1000x1000	1280x1024
Размер пикселя, мкм	-	5,86	5,86	5,86	-
Глубина цвета	-	-	12 бит	12 бит	-
Количество кадров в сек.	-	150	>50 (до 166)	>50	-
Осветительный канал					
Количество светодиодов, шт. / Длина волны излучения	- / белый	1/ 560 нм	2/ 520 нм	2/ 520 нм	4/ 525 нм
Режимы работы	иммерсия	иммерсия	иммерсия	поляризация/ иммерсия	поляризация/ иммерсия
Корпус					
Габариты, мм	172x135x40	-	320x200x50	500x40x40	172x100x42
Масса, г	374	-	>1000	<1000	270

Капилляроскопы, представленные в работах [8,9], реализованы на основе микроскопа с регистрацией изображений на КМОП-матрицу. Подсветка участка кожи осуществляется находящимися вне корпуса микроскопа светодиодами, излучающими в зеленом свете на длине волны λ=520 нм [8] и λ=560 нм [9] для получения максимального контраста кожи и кровяных клеток. После обработки зарегистрированных изображений пользователь получает визуализацию карты сосудов, среднюю ФПГ по изображению и ФПГ в каждой точке. Расширенные характеристики устройств представлены в табл. 2.

В приборах используется контактное измерение с иммерсией для борьбы с паразитными бликами жировой прослойки кожи, мешающими обработке информации. Также используется

выравнивающее стекло, решающее проблему малой ГрИП прибора, свойственной всем микроскопам.

Недостатки приборов связаны с их большими габаритами и массой, с невозможностью произвольной ориентации микроскопов в пространстве в силу наличия прижимной пластины, сложностям в настройке осветительного канала относительно пластины. Большое увеличение приводит к уменьшению линейного поля микроскопа, что затрудняет поиск области интереса.

Следующая группа видеокапилляроскопов построена на основе оптической системы эндоскопа, который в случае осмотра внешних поверхностей корректнее назвать «экзоскопом» [7]. Подсветка подводится через оптическое волокно или светодиоды, встроенные в корпус. Для борьбы с бликами в устройстве использован режим кросс поляризации: один поляризатор устанавливается в осветительном канале, другой – перед приемником излучения. ГрИП такого устройства выше, что позволяет в ряде случаев использовать его без прижимных пластин и обеспечивает возможность более свободной ориентации в пространстве.

К недостаткам следует снова отнести большие габариты прибора и необходимость использования массивного штатива.

Примером более компактного капилляроскопа может служить устройство CapiScope HVCS компании KK Technology. Заявленные размеры устройства составляют 172x100x42 мм^3, другие характеристики представлены в табл. 2. В устройстве используется 4 светодиода с длиной волны λ=525 нм и реализованы режимы иммерсии и поляризации. Как и в рассмотренных ранее устройствах регистрация изображений и запись видео осуществляется внутренним монохромным КМОП сенсором.

Существуют вариации, максимально приближенные к дерматоскопам по геометрии и функционалу [12]. Компактность устройства капилляроскопа достигается за счет того, что он не имеет внутренней регистрации изображений и является съемным устройством, который можно присоединить к камере смартфона. Существуют различные варианты подсветки плоскости предмета – с использованием светоделителя, оптоволокна и прямой засветки светодиодом. Данную конструкцию можно произвольно ориентировать в пространстве, она оснащается съемными стерильными крышками, которые обеспечивают режимы иммерсии или поляризации.

КОНЦЕПЦИЯ УНИВЕРСАЛЬНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ДЕРМАТОСКОПИИ И ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИИ

В результате проведенного обзора можно сделать вывод об актуальности создания универсального диагностического устройства, сочетающего компактность и эргономичность дерматоскопа и дополнительные функциональные возможности диагностики, свойственные видеокапилляроскопу.

Разрабатываемое устройство должно удовлетворять следующим требованиям:

- наличие визуального канала с видимым увеличением 8-12 крат и сравнительно большим линейным полем предмета порядка 12-25 мм;
- наличие канала фото- и видеорегистрации с линейным увеличением 1,5-3 крата со сравнительно меньшим линейным полем от 1 до 2,5мм;
- линейный предел разрешения в плоскости предмета не хуже 5 мкм при проекции пикселя на участок кожи в диапазоне от 0,8 до 2,5 мкм;
- возможность записи видеофайлов с частотой от 50 до 250 Гц и глубиной цвета до 12 бит;
- использование светодиодной подсветки с переключением между белыми/зелеными/оранжевыми/УФ светодиодами;
- возможность работы в режиме иммерсии и кросс- поляризации для борьбы с бликами кожи;

- наличие съемных крышек с диаметром прижимного стекла порядка 20-30мм для работы с иммерсией, введения поляризации и решения проблемы малой ГрИП.
- компактные размеры, небольшая масса и эргономичный дизайн, приближенный к внешнему виду современных зарубежных дерматоскопов.
- модульный принцип устройства, когда модуль видеорегистрации с внешним питанием может быть заменен модулем с аккумуляторами для автономной работы в режиме визуального дерматоскопа.

Для удовлетворения выдвинутым требованиям может быть предложена компоновка прибора, представленная на рис. 4. Объектив повторяет изображающую часть дерматоскопа, но снабжен светоделителем в виде куб призмы или полупрозрачного зеркала. Часть отраженного кожей излучения выходит из прибора для наблюдения, другая часть после светоделителя проходит через согласующую оптическую систему (ОС) и с помощью формирующей ОС фокусируется на МПИ – КМОП-матрице. Регистрирующий канал расположен в «ручке» прибора. Освещение осуществляется кольцом светодиодов и имеет два режима: белый свет, привычный медицинским работникам, и зеленый, используемый для ВКС, включаются отдельно друг от друга. Фокусировка на нужный участок кожи осуществляется перемещением объектива.

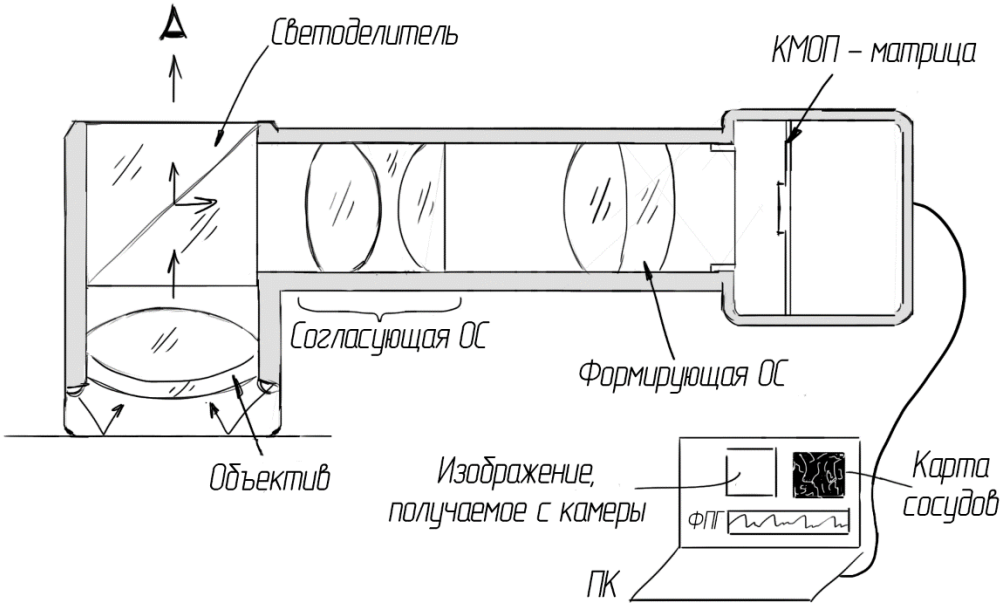


Рис. 4. Концепция устройства для дерматоскопии / видеокапилляроскопии

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обоснована актуальность создания и сформированы требования к компоновке и основным характеристикам компактного универсального устройства для проведения дерматоскопии, видеокапилляроскопии и фотоплетизмографии. Проведение работ по расчету, изготовлению и апробации устройства планируется во взаимодействии с ведущими практикующими медицинскими специалистами в данных областях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания (FFNS-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Marghoob A.A. et al.** Instruments and new technologies for the in vivo diagnosis of melanoma // Journal of the American Academy of Dermatology. 2003. № 49(5). P. 777 – 797. DOI: 10.1016/S0190-9622(03)02470-8.
2. **Dimitrow E.** et al. Sensitivity and Specificity of Multiphoton Laser Tomography for In Vivo and Ex Vivo Diagnosis of Malignant Melanoma // Journal of Investigative Dermatology. 2009. № 129(7). P. 1752 – 1757. DOI: 10.1038/jid.2008.439.
3. **Slomovic S., Pardee K., Collins J.J.** Synthetic biology devices for in vitro and in vivo diagnostics // Applied Biological Sciences. 2015. № 112(47). P. 14429-14435. DOI: 10.1073/pnas.1508521112.
4. **Blockmans D., Beyens G., Verhaeghe R.** Predictive value of nailfold capillaroscopy in the diagnosis of connective tissue diseases // Clin Rheumatol. 1996. № 15. P. 148–153. DOI: 10.1007/BF02230332.
5. **Mannarino E., Pasqualini L., Fedeli F., V. Scricciolo, S. Innocente**. Nailfold Capillaroscopy in the Screening and Diagnosis of Raynaud's Phenomenon // Angiology. 1994. № 45(1). P. 37-42. DOI: 10.1177/000331979404500105.
6. **Gurov I., Volkov M., Margaryants N., Pimenov A., Potemkin A.** High-speed video capillaroscopy method for imaging and evaluation of moving red blood cells // Optics and Lasers in Engineering. 2018. № 104. P. 244–251. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2017.09.003.
7. **Волков М.В., Маргарянц Н.Б., Потемкин А.В., Мачихин А.С., Хохлов Д.Д., Батшев В.И., Данилычева И.В., Данилычев М.В.** Метод визуализации кровеносных сосудов в коже человека на основе видеорегистрации кровотока с использованием лапароскопа // Радиотехника и электроника. 2020. № 65(7). С. 674–683. DOI: 10.31857/S0033849420070141.
8. **Guryleva A.V.** et al. Feasibility of videocapillaroscopy for characterization of microvascular patterns in skin lesions // Proc SPIE: Tissue Optics and Photonics II. 2022. № 12147. P. 1214702. DOI: 10.1117/12.2621479.
9. **Stavtsev D.D. et al.** Investigation of blood microcirculation parameters in patients with rheumatic diseases by videocapillaroscopy and laser Doppler flowmetry during cold pressor test // Saratov Fall Meeting 2018: Optical and Nano-Technologies for Biology and Medicine. – International Society for Optics and Photonics. 2019. № 11065. P. 110650T. DOI: 10.1117/12.2523190.
10. **Ash C., Dubec M., Donne K., Bashford T.** Effect of wavelength and beamwidth on penetration in light-tissue interaction using computational methods // Lasers Med Sci. 2017. № 32. P.1909-1918. DOI 10.1007/s10103-017-2317-4.
11. **Durr N.J., McKay G.N.** A compact capillaroscope for non-invasive blood analysis, WO 2022/133296 A1, A61B 5/1455 (2006.01), intern. filing date – 17.12.22, intern. publ. date – 23.06.22, US.

Batshev V.I.[1,2], Bukova V.I.[1,2], Krioukov A.V.[1,2], Marchenko M.O.[1], Machikhin A.S.[1]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: batshev.vi@ntcup.ru
[2] Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, Moscow, 2-ya Baumanskaya st., 5, str 1, E-mail: kryukov_av@bmstu.ru

PROSPECTS FOR CREATING A DOMESTIC COMPACT DEVICE FOR VIDEOCAPILLAROSCOPY

ABSTRACT

Methods of modern capillaroscopy are associated with studies of the pattern of human capillaries and the parameters of capillary blood flow. It helps to provide informative non-invasive diagnostics of the human body state and indicates certain diseases and reactions to ongoing processes. Further development of capillaroscopy techniques is connected with their combination with photoplethysmography - the registration of changes in the amplitude of fluctuations in blood volume that occur in capillaries and small vessels, depending on cardiocycle phase. This makes it necessary to design a compact and easy-to-use smart device that can be used in daily medical practice to conduct video capillaroscopy not only of the nail bed, but also of other arbitrary skin areas. To solve the problem, the paper considers currently existing variants of such devices, notes their advantages and disadvantages, and forms requirements for lighting schemes, basic optical characteristics and image quality of visual and registration channels, as well as the parameters of the sensor to take images and video. The concept of the device layout is also proposed.

VIDEOCAPILLAROSCOPY, PHOTOPLETHYSMOGRAPHY, DERMATOSCOPY, BLOODFLOW

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.4

Лебедева М.С.[1], Цыбров Е.Г.[2], Никитин С.Ю.[1]

[1] *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический Факультет, Россия,119991, Москва, ул. Ленинские горы, 1 стр. 2,*
E-mail: 2mary.lebedeva@gmail.com
[2] *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, факультет Вычислительной математики и кибернетики, Россия, 119991, Москва, ул. Колмогорова, 1 стр. 52,*
E-mail: tsybrovevgeniy@yandex.ru

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭРИТРОЦИТОВ ПО ДЕФОРМИРУЕМОСТИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ЭКТАЦИТОМЕТРИИ

АННОТАЦИЯ

Одной из основных реологических характеристик крови является деформируемость эритроцитов, определяемая как мера способности клеток крови изменять свою форму под действием внешних сил. Измерения этого параметра важны при диагностике и лечении многих заболеваний. Среди них серповидно-клеточная анемия, малярия, сфероцитоз, гипертония, сердечно-сосудистые заболевания, диабет, панкреатит и другие. Быстрые измерения деформируемости эритроцитов возможны на основе метода лазерной дифрактометрии в сдвиговом потоке (эктацитометрии). Этот метод основан на наблюдении и анализе дифракционных картин, возникающих при рассеянии лазерного пучка на суспензии эритроцитов, находящихся в заданном поле сдвиговых напряжений. В настоящее время имеются лазерные эктацитометры эритроцитов – Lorrca (Голландия) и RheoScan (Корея), с помощью которых можно измерять среднюю деформируемость эритроцитов. Вместе с тем актуальна проблема измерения распределения эритроцитов по деформируемости, в частности, задача определения доли слабо деформируемых эритроцитов в образце крови. В докладе мы предлагаем алгоритм измерения нового реологического параметра крови – ширины распределения эритроцитов по деформируемости.

ЛАЗЕРНАЯ ДИФРАКТОМЕТРИЯ, ЭРИТРОЦИТЫ, ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ, РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭРИТРОЦИТОВ ПО ДЕФОРМИРУЕМОСТИ, РЕОЛОГИЯ

ВВЕДЕНИЕ

За полувековую историю существования лазерная дифрактометрия стала одним из основных методов исследования частиц, сопоставимых по размеру с длиной волны лазерного излучения. Метод предполагает получение дифракционной картины от исследуемого образца и ее последующий анализ – решение обратной задачи рассеяния света. В частности, лазерная дифрактометрия применяется для исследований крови, основной составляющей которой являются эритроциты. Исследование различных характеристик красных кровяных телец

является обязательной процедурой при постановке любого диагноза, поэтому развитие различных методов диагностики крови является актуальной задачей.

Ранее нами была исследована методика приготовления образца крови [1], а также разработаны алгоритмы обработки дифракционных картин [5-8], позволяющие измерять такие параметры эритроцитов, как средний размер, разбросы по размерам и формам, средняя деформируемость, ширина и асимметрия распределения по деформируемости.

Сегодня интерес наших исследований направлен на определение параметров деформируемости эритроцитов. Необходимо отметить, что нарушение деформационных свойств красных кровяных телец наблюдается при таких распространенных заболеваниях, как сахарный диабет [2], варикоз [3], гипертония [4] и др. Список болезней, при которых заметно ухудшение реологических свойств крови, постоянно расширяется.

Сейчас существуют коммерческие приборы, позволяющие проводить измерения деформируемости эритроцитов, например, голландский прибор LORRCA [9] или корейский прибор RheoScan [10]. Однако данные приборы измеряют только среднюю деформируемость клеток. На данный момент основной задачей наших исследований является экспериментальное определение ширины распределения эритроцитов по деформируемости (RDWD – Red Blood Cells Distribution Width in Deformability) – нового параметра, ранее не измерявшегося в экспериментах. Измерение этого параметра в дальнейшем может помочь улучшить диагностику болезней.

ЛАЗЕРНАЯ ДИФРАКТОМЕТРИЯ

На рис.1 представлена принципиальная схема лазерного дифрактометра-эктацитометра и экспериментальные фотографии дифракционных картин. Лазерный луч проходит через разбавленную суспензию эритроцитов [1], чтобы реализовывалось условие однократного рассеяния света. Суспензия находится в ячейке Куэтта, представляющей собой систему коаксиальных цилиндров, один из которых может вращаться относительно другого. При небольшой скорости вращения в дальней зоне дифракции можно наблюдать систему коаксиальных колец. При увеличении скорости вращения, нарастают сдвиговые напряжения, эритроциты под воздействием сдвиговых напряжений деформируются, дифракционная картина вытягивается. По ее виду можно определить деформационные характеристики клеток. Дифрактометрия при наличии сдвиговых напряжений называется эктацитометрией.

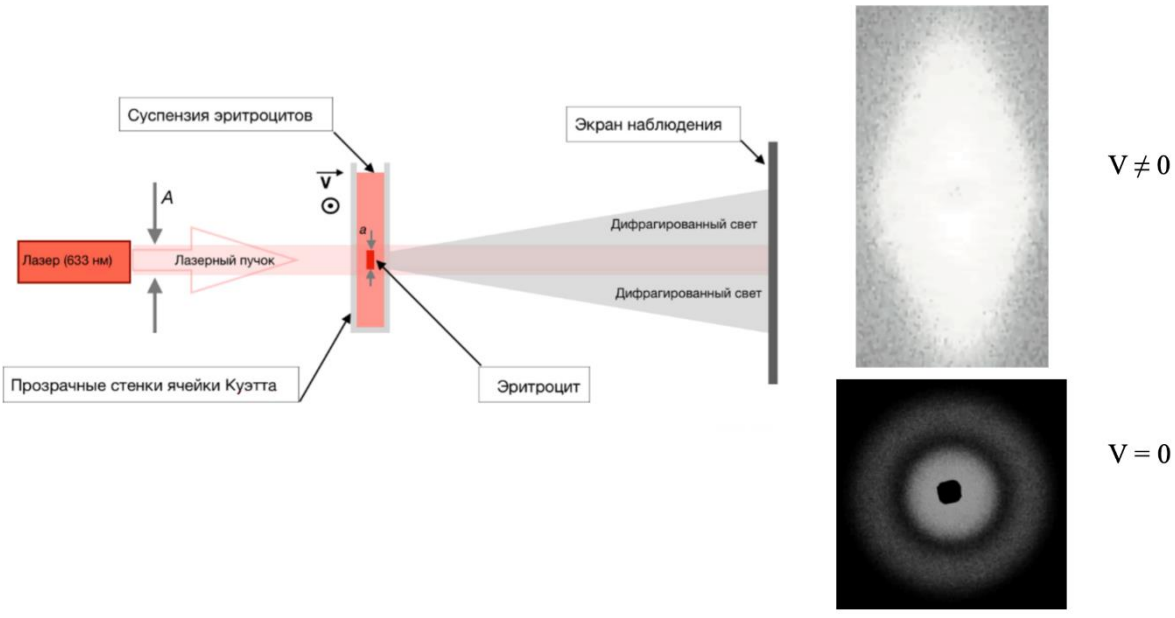


Рис. 1. Схема лазерного дифрактометра-эктацитометра и экспериментально полученные дифракционные картины при наличии и отсутствии сдвиговых напряжений

Экспериментальная установка

Для наших экспериментов мы собрали лазерный эктацитометр (см. рис. 2). Он отличается от представленного на рис. 1 тем, что суспензия эритроцитов заливается в зазор между двумя прозрачными плоскими дисками, а сдвиговые напряжения реализуются за счет вращения нижнего диска, когда верхний диск остается фиксированным. Для реологических измерений важно, чтобы эритроциты находились в однородном поле сдвиговых напряжений. Замена коаксиальных цилиндров на плоские диски принципиальной роли не играет, так как в обоих случаях увеличение сдвигового напряжения вызывает вытягивание дифракционной картины, которое обусловлено деформацией эритроцитов силами вязкого трения. В пределах малого измерительного объема, определяемого диаметром лазерного пучка и толщиной реологического зазора, поле сдвиговых напряжений в суспензии эритроцитов можно считать однородным. Поэтому результаты, полученные на нашем эктацитометре, можно сравнивать с результатами других авторов.

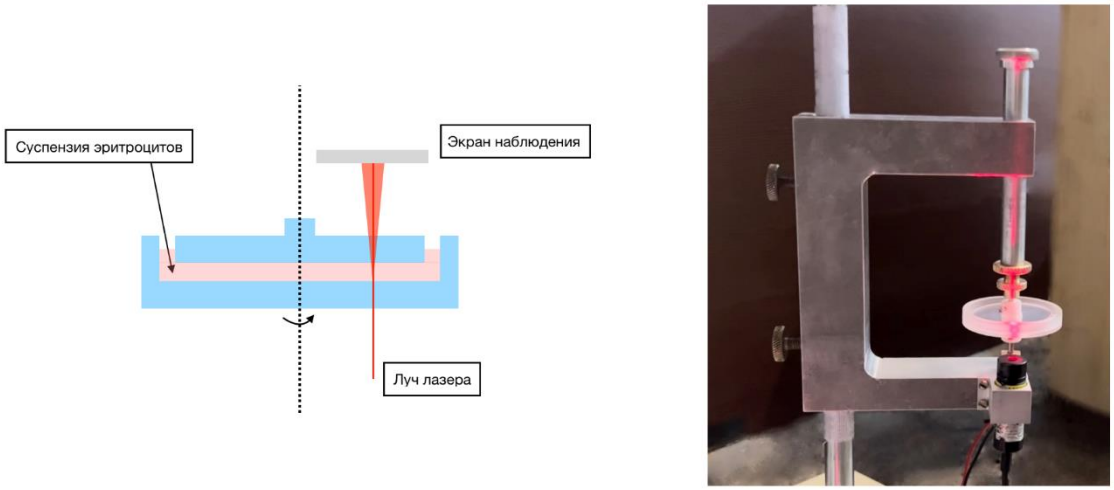


Рис. 2. Дисковый эктацитометр эритроцитов

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭРИТРОЦИТОВ ПО ДЕФОРМИРУЕМОСТИ

Деформируемость – мера способности клеток вытягиваться под воздействием внешних сдвиговых напряжений.

Для определения таких параметров, как средняя деформируемость и ширина распределения эритроцитов по деформируемости, мы используем алгоритмы, основанные на анализе линии изоинтенсивности – линии, интенсивность света на которой является постоянной величиной (см. рис. 3) [5-8].

В случае симметричного ансамбля клеток, то есть ансамбля с симметричной функцией распределения по деформируемости, выражения для средней деформируемости и ширины распределения эритроцитов по деформируемости определяются следующими выражениями соответственно [7]

$$s = \frac{y_p}{x_p},$$
$$\mu = \frac{2}{5} - \frac{QC}{20(1-Q)}. \quad (1)$$

Здесь

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{x_c}{x_p} - \frac{y_c}{y_p}\right).$$

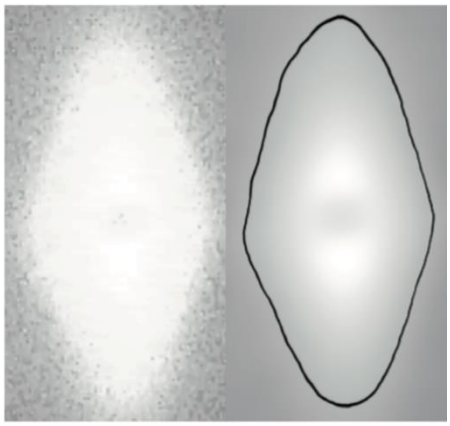


Рис. 3. Дифракционная картина и одна из ее линий изоинтенсивности [5]

Параметры $x_c,\ y_c, x_p, y_p$ являются координатами характеристических и полярных точек (см. рис. 4). Q и C – геометрические параметры линии изоинтенсивности, измеряемые в эксперименте.

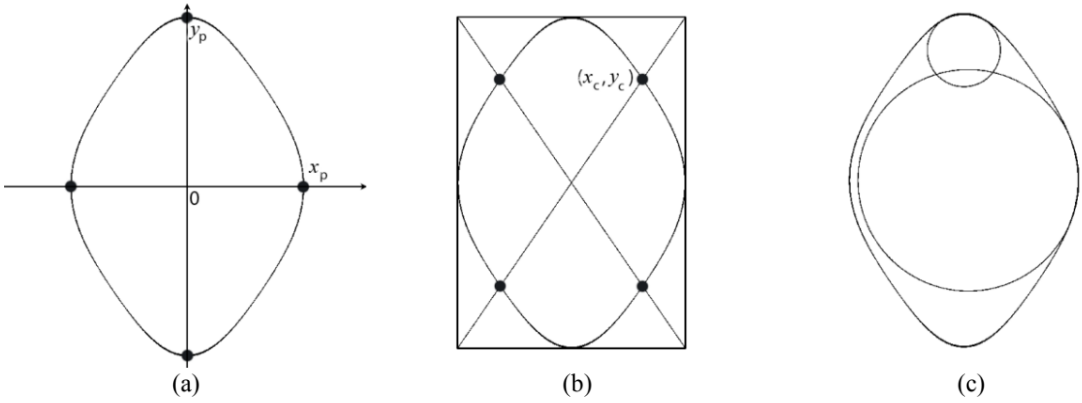


Рис. 4. Линия изоинтенсивности, ее полярные (a), характеристические (b) точки и круги кривизны линии изоинтенсивности в полярных точках (c) [7]

Эти формулы справедливы для линий изоинтенсивности, находящихся на периферии дифракционной картины, т.е. в области малых значений интенсивности света (до 20% от величины максимума). Для областей более высоких значений интенсивности света справедлива другая формула [8]

$$\mu = \frac{\sqrt{2}-2P}{2\sqrt{2}-3P}, \text{ где } P = \frac{1}{2}\left(\frac{x_c}{x_p} + \frac{y_c}{y_p}\right). \quad (2)$$

Величина μ в нашей теории представляет собой дисперсию деформируемости эритроцитов, а величина

$$\mu' = \sqrt{\mu}$$

имеет смысл стандартного отклонения деформируемости от ее среднего значения. Именно эту величину мы и называем шириной распределения эритроцитов по деформируемости.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 5 представлены экспериментально полученные дифракционные картины и выбрана линия изоинтенсивности, лежащая на уровне примерно 50% от интенсивности центрального максимума. Для расчетов использовали формулу (2) и получили результат

$\mu' = 0{,}15$. Это и есть относительная ширина распределения эритроцитов по деформируемости (RDWD) для исследованного образца крови.

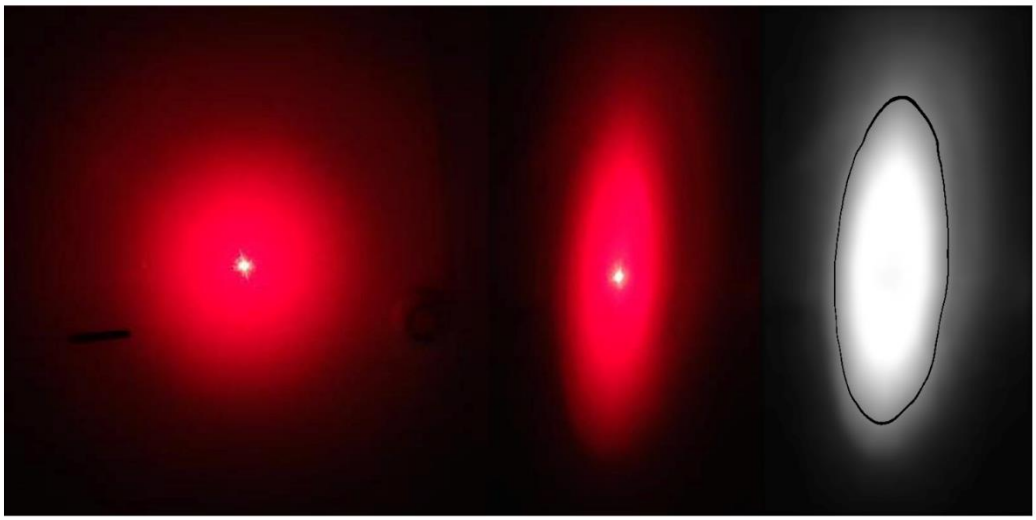


Рис. 5. Экспериментальные дифракционные картины для малых (a) и более высоких (b) скоростей вращения; (c) линия изоинтенсивности, соответствующая картине (b)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами был собран лазерный эктацитометр эритроцитов и получены первые экспериментальные данные для образца крови здорового донора. Мы впервые измерили новый реологический параметр крови—ширину распределения эритроцитов по деформируемости (RDWD – Red Blood Cells Distribution Width in Deformability). Для исследованного образца крови эта величина оказалась равной примерно 15%.

Полученный результат можно сравнить с данными, полученными методом реоскопии [11]. В этой работе для нормального образца крови была получена величина аналогичного параметра, равная пример 20%. Таким образом, результаты нашей работы близки к результатам, полученным ранее. Что касается связи параметра RDWD с диагностикой заболеваний, то пока мы измерили этот параметра только на крови здорового донора. Его диагностичеакую ценность еще предстоит выяснить.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны А. В. Приезжеву, А. Е. Луговцову за поддержку и Н. И. Климкину за большую помощь в изготовлении эктацитометра.

Работа сделана при финансовой поддержке стипендиального гранта фонда «БАЗИС» №22-2-1-64-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лебедева М.С., Цыбров Е.Г., Никандрова А.Е.** Эксперименты по лазерной дифрактометрии мазков крови // Оптические методы исследования потоков: Тез.докл. 16-й Межд. конф. М.: МЭИ, 2021. С. 175.
2. **Shin S., Ku Y. H., Ho J. X., Kim Y. K., Suh J. S., Singh M.** Progressive impairment of erythrocyte deformability as indicator of microangiopathy in type 2 diabetes mellitus // Clinical Hemorheology and Microcirculation, 36, 2007, С. 253-261.
3. **Комарова Л.Н., Набиева К.У., Киселева М.А., Бруцкая Н.В., Самойлова Е.Н. Абрамова Ю.В., Алиева О.О.** Способ определения степени венозной патологии в

зависимости от индекса деформабильности эритроцитов // Медицинская наука и образование Урала, №1, 2021, С. 36-40.
4. **Yaylali Y. T., Kilic-Toprac E., Ozdemir Y., Senol H., Bor-Kucukatay M.** Impaired Blood Rheology in Pulmonary Arterial Hypertension // Heart, Lung and Circulation 2713, 2018.
5. **Nikitin S.Yu., Ustinov V.D., Shishkin S.D., Lebedeva. M.S.** Line curvature algorithm in laser ektacytometry of red blood cells // Quantum Electronics, 50, №9, 2020, С. 888-894.
6. **Nikitin S.Yu., Ustinov V.D.** Characteristic point algorithm in laser ektacytometry of red blood cells // Quantum Electronics, 48, №1, 2018, С. 70-74.
7. **Nikitin S.Yu., Tsybrov E.G., Lebedeva M.S.** Calibration problem in laser ektacytometry of erythrocytes // J of Biomedical Photonics & Eng, 8, №4, 2022.
8. **Nikitin S.Yu., Yurchuk Yu.S.** A simplified algorithm for measuring erythrocyte deformability dispersion by laser ectacytometry // Quantum Electronics, 45, №8, 2015, С. 776-780.
9. **LORRCA** [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://lorrca.com, свободный (19.05.2023).
10. **RheoScan** [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.rheoscan.com, свободный (19.05.2023).
11. **Dobbe J. G. G., Hardeman M. R., Streekstra G. J., Strackee J., Ince C., Grimbergen C. A.** Analyzing Red Blood Cell-Deformability Distributions// Blood Cells, Molecules, and Diseases, 28, N 3, 2002, С. 373-384.

Lebedeva M. S.[1], Tsybrov E. G.[2], Nikitin S.Yu.[1]

[1] Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia, 11991, Moscow, Leninskie Gory st., 1-2, E-mail: 2mary.lebedeva@gmail.com
[2] Lomonosov Moscow State University, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Russia, 11991, Moscow, Kolmogorova st., 1-52, E-mail: tsybrovevgeniy@yandex.ru

LASER DIFFRACTOMETRY OF ERYTHROCYTES — ACHIEVEMENTS, PROBLEMS AND PROSPECTS

ABSTRACT

The deformability of erythrocytes is one of the main rheological characteristics of blood. It is defined as a measure of the ability of red blood cells to change their shape under the action of external forces. Measurements of this parameter are important in the diagnosis and treatment of many diseases, such as sickle cell anemia, malaria, spherocytosis, hypertension, cardiovascular diseases, diabetes, pancreatitis and others. Rapid measurements of the deformability of erythrocytes, based on the method of laser diffractometry in shear flow (ectacytometry), are possible. This method is based on the observation and analysis of diffraction patterns that occur when a laser beam is scattered on a suspension of erythrocytes located in a given shear stress field. Currently, there are laser ektacytometers of erythrocytes – Lorrca (Holland) and RheoScan (Korea), with which it is possible to measure the average deformability of erythrocytes. At the same time, the problem of measuring the distribution of erythrocytes by deformability is relevant, in particular, the problem of measuring the proportion of weakly deformable erythrocytes in a blood sample. In the report, we propose an algorithm for measuring a new rheological parameter of blood - the width of the distribution of erythrocytes by deformability.

DIFFRACTOMETRY, ERYTHROCYTES, DEFORMABILITY, DISTRIBUTION OF ERYTHROCYTES IN DEFORMABILITY, RHEOLOGY

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 534.6, 534.7

Титов А.С.[1], Храмцова Е.А.[2], Петронюк Ю.С.[1,2]

[1] Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: np@ntcup.ru
2 Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля Российской академии наук, Россия, 119334, Москва, Косыгина ул., 4, E-mail: ibcp@sky.chph.ras.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ МЕТОДОВ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ОЦЕНКИ АТЕРОСКЛЕРОТИЧЕСКОГО СУБСТРАТА

АННОТАЦИЯ

Ишемические заболевания (ИЗ) сердечно-сосудистой системы остаются одной из главных проблем здравоохранения. Основной причиной развития ИЗ является атеросклероз. Диагностика атеросклероза выполняется как лабораторными, так и инструментальными методами, все большее место среди которых занимают неинвазивные и малоинвазивные методы на основе рентгеновского излучения и ультразвука.

В докладе приводятся принципы ультразвуковой визуализации высокого разрешения и особенности применения ультразвуковых методов в области сосудистой хирургии. С помощью методов импульсной акустической микроскопии на частоте 50-100 МГц выполнены эксперименты на модельных образцах, близких по акустическим свойствам к натуральным тканям – мышечные волокна и жировой слой на полимерной подложке. Импульсным эхо-методом измерены акустические импедансы и скорость звука в модельных образцах. Данные экспериментальные исследования являются предварительными и ложатся в основу дальнейшей работы с биологическими тканями in vitro. Разработка диагностических возможностей ультразвуковой визуализации внутрисосудистых образований с микронным разрешением позволяет надеяться на повышение качества диагностики и лечения ишемических заболеваний.

АКУСТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ, УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, АТЕРОСКЛЕРОЗ

ВВЕДЕНИЕ

Атеросклероз является причиной развития ишемических заболеваний сердечно-сосудистой системы, что приводит к преждевременному старению, сокращает длительность жизни человека. Патологический процесс сопровождается изменениями внутренней оболочки артерий, накоплением липидов, сложных углеводов, фиброзной ткани и компонентов крови, кальцификацией. Нестабильные внутрисосудистые образования с тонкой (< 65 мкм) фиброзной капсулой, крупным липидным ядром (> 40% от объема), участками

микрокальциноза и кровоизлияниями в ядро (рис. 1) обладают наибольшим риском для здоровья и подлежат более глубокому анализу с точки зрения профилактики и лечения.

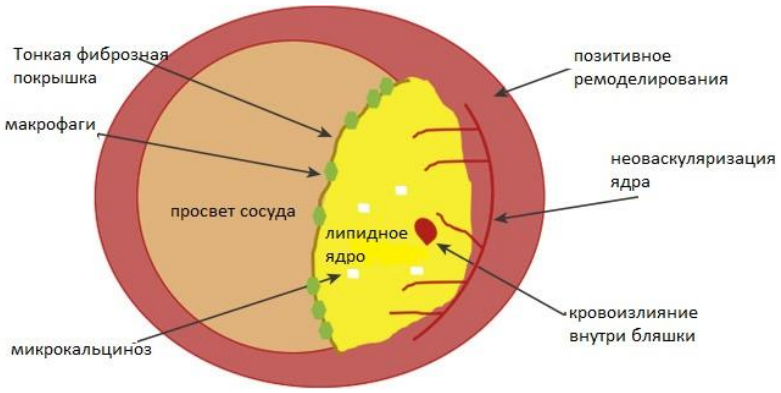


Рис. 1. Структура атеросклеротической бляшки

Для своевременной диагностики и оценки состояния внутрисосудистых отложений в настоящее время активно применяются ультразвуковые и рентгеновские методы исследования, в том числе устройства для внутрисосудистой визуализации [1]. Начиная с 90-х гг. зарубежными учеными исследуются перспективы применения ультразвука (ВСУЗИ) и оптической когерентной томографии (ОКТ) для внутрисосудистой визуализации и анализа состава отложений [2, 3]. Каждый из указанных методов имеет свои достоинства и недостатки, к которым относятся, прежде всего, разрешающая способность и глубина визуализации. Длина волны ультразвукового излучения, применяемого в настоящее время в сосудистой хирургии, составляет 40-50 мкм, что определяет предел разрешающей способности данной техники. Длина волны оптического когерентного излучения составляет 1,3 мкм, что позволяет получать более высокое разрешение изображений [4, 5]. К достоинствам ультразвуковых методов относятся большая глубина визуализации, что позволяет оценивать состояние сосудистых стенок, их упругие (механические) характеристики, морфологию атеросклеротических отложений и наличие в них кальцификатов. К недостаткам ОКТ относится необходимость использовать контрастирующие вещества. Методы ВСУЗИ и ОКТ развиваются параллельно в течение последних лет, и в настоящее время разработаны гибридные системы, позволяющие объединить преимущества обоих методов в одном устройстве [6-8].

Хотя различные методы ультразвуковой характеризации ткани в настоящее время все еще находятся на экспериментальной стадии (NIRSIVUS, [9-11]), эта область является одной из наиболее многообещающих в терапии сердечно-сосудистой системы. Помимо диагностики и идентификации уязвимости тканей, в современной медицине ультразвук также используется как хирургический метод – гистотрипсия, литотрепсия, липосакция и др. [12]. Высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU) позволяет обеспечить локальное выделение акустической энергии внутри живой ткани для разрушения новообразования, остановки кровотечения или для локального усиления действия лекарств [13]. Основой физического воздействия HIFU на ткань является переход акустической энергии в тепло, в результате чего возникает кавитация. Кавитационным способом выполняется терапия заболевания периферических артерий, при котором возникает закупорка сосудов (тромбоз) и на поздней стадии острая ишемия конечностей [14, 15]. Для генерации микропузырьков может использоваться как когерентное оптическое (лазерное) излучение, так и ультразвук высокой интенсивности (HIFU). Сонотромболизис применяется для улучшения результатов тромболитического лечения, при котором стабильную кавитацию, инерционную кавитацию, микропоток и акустическое излучение применяют для «разрыхления» фибриновых сгустков и усиления диффузии тромболитических препаратов в кровяной сгусток, обеспечивая быстрый и эффективный тромболизис. [16-26]. Сонотромболизис активно развивается за рубежом и

является многообещающим методом лечения тромбов по сравнению с традиционными тромболитическими методами лечения или механической тромбэктомией [26]. Развитие новейших клинических технологий в этой области связано с прогрессом в разработке ультразвуковых преобразователей, а также с успехами экспериментальных и численных исследований взаимодействия звука с биологическими тканями.

Было показано, что мягкие ткани (паренхимальные ткани печени, почек, легкого, жировая ткань) легче поддаются некрозу, разжижаются по сравнению с более упругой, плотной, и волокнистой хрящевой тканью. Кроме того, было установлено, что скорость деструкции жировой ткани из разных областей организма варьируется, что свидетельствует о различиях в качественном составе компонентов жировой ткани [27]. Особенности разрушения кальцинированного материала также активно изучаются, поскольку эти знания могут быть использованы в будущем для лечения атеросклеротических отложений в различных сосудистых бассейнах. В работе [28] с помощью ультразвукового МРТ-совместимого датчика с частотой 5,3 МГц на модельных образцах изучалось влияние интенсивности, частоты следования ультразвуковых импульсов, коэффициента их заполнения и наличия пузырьков на массу удаляемого кальцинированного материала. Было обнаружено, что наличие пузырьков ускоряет удаление кальцификата.

В исследованиях влияния характеристик ультразвукового излучения на параметры деструкции разного типа тканей используются как патологоанатомические образцы, ткани лабораторных животных, так и модельные образцы-фантомы. Создание соответствующих фантомов, тренировочных образцов с легко варьируемыми свойствами, близкими к натуральным тканям и животным моделям, оказывается все более актуальным, поскольку значительно ускоряет разработки по совершенствованию ультразвуковой техники и методов профилактики и лечения атеросклероза, делает более доступными.

Целью данного исследования является оценка акустических свойств модельного образца жировой и мышечной ткани с тем, чтобы на основе имеющейся техники ультразвуковой микроскопии предложить метод экспертной оценки патологоанатомических образцов атеросклеротических отложений, а также получить основу для дальнейшего изучения воздействия на них высокочастотного ультразвука (50-100 МГц). Это направление пока мало разработано [29-32].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Для измерений использовался сканирующий акустический микроскоп, основные узлы которого показаны на рис. 2. Излучение и приём ультразвуковых волн в приборе осуществлялось с помощью фокусирующего ультразвукового преобразователя 1 в импульсном режиме. Исследуемый образец помещался в иммерсионную ячейку 2, наполненную дистиллированной водой. Механическое сканирование преобразователя осуществлялось двухкоординатным моторизованным транслятором 4, а для юстировки использовались вертикальный транслятор 3 и предметный столик 5. Регистрация и обработка сигналов, а также управление работой прибора осуществлялось с помощью персонального компьютера.

Частотный диапазон фокусирующего преобразователя составлял 50–100 МГц. Отраженный от границы подложки с объектом эхо-сигнал оцифровывался аналого-цифровым преобразователем с частотой дискретизации 500 МГц. Длительность зондирующего импульса составляла 40 нс. Напряжение на входе акустического преобразователя соответствовало 20 В. Максимум амплитуды регистрируемого эхо-сигнала определялся по его огибающей.

Фокусирующий ультразвуковой преобразователь представлял собой акустическую линзу с угловой апертурой – 40° и фокусным расстоянием 4,5 мм. Применение высокочастотного фокусированного излучения обеспечивает высокое латеральное разрешение в плоскости сканирования, а минимальная длина зондирующего импульса позволяет получить высокое разрешение по глубине объекта [33, 34]. В нашем случае, диаметр

фокального пятна составлял порядка 25 мкм, шаг сканирования в плоскости изображения соответствовал 25 мкм.

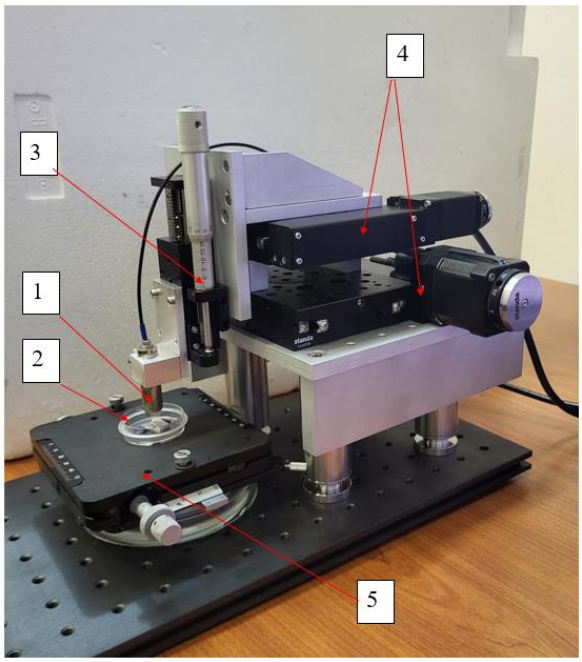


Рис. 2. Экспериментальное оборудование - акустический микроскоп: 1 – ультразвуковой преобразователь; 2 – иммерсионная ячейка с исследуемым образцом; 3 – вертикальный транслятор; 4 – двух координатный механический сканер; 5 – предметный столик

На рис. 3 показана схематически иммерсионная измерительная ячейка. В эксперименте использовалась подложка (*P*), которая представляет собой чашку Петри из полистирола с толщиной стенки 0,6 мм. Акустический излучатель подводился сверху вместе с контактной жидкостью (*W*); образец (*S*) жировой и мышечной ткани закреплялся небольшим давлением на противоположной стороне подложки, чтобы обеспечить плоскую контактную поверхность для максимально прецизионного измерения амплитуды эхо-сигналов – опорного (A_R) и от исследуемого образца (A_S). С помощью юстировочного столика наклонов контролировалась перпендикулярность оси падающего пучка к границам раздела. Ультразвуковые волны (A_0), падающие на границу «*вода-полистирол*» частично отражались в виде эхо-сигнала A_1; остальная часть излучения (A_R, A_S) распространялась, в том числе, в виде волн продольной поляризации в подложке и, отражаясь от границы «*полистирол-образец*», возвращалась обратно в акустическую линзу. Приём поперечных волн, возбуждаемых в подложке, не производился.

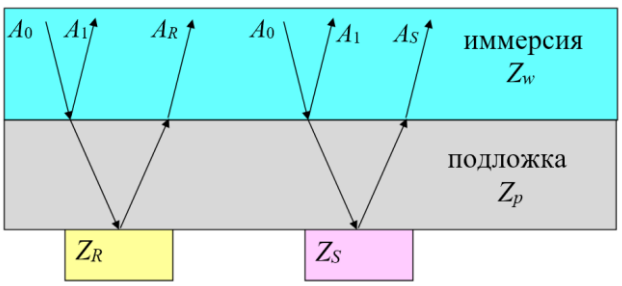


Рис. 3. Схема распространения волн: A_0 – амплитуда падающей волны; A_1 – амплитуда отраженной волны; A_R – амплитуда опорного сигнала от подложки; A_S – амплитуда измерительного сигнала, отраженного от подложки; Z_R – импеданс материала с известными свойствами; Z_S – импеданс исследуемого материала

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Методика измерения импеданса, использованная в данной работе, иллюстрируется расчетной схемой, представленной на рис. 3. Пусть амплитуда ультразвуковой волны, падающей из иммерсионной жидкости на подложку равна A_0, тогда амплитуда отраженной от подложки волны A_1 определяется коэффициентом отражения от границы «*иммерсионная жидкость – подложка*» R_0:

$$A_1 = A_0 R_0 = A_0 \frac{Z_p - Z_w}{Z_p + Z_w}, \quad (1)$$

где Z_w, Z_p – акустические импедансы иммерсионной жидкости (воды) и подложки (полистирол), соответственно. Амплитуда A_1 не зависит от импеданса материала с известными свойствами Z_R и импеданса исследуемого материала Z_S. Амплитуда опорного сигнала A_R, отраженного от границы раздела «*подложка – материал с известными свойствами*», определяется коэффициентами прохождения верхней границы T_{01}, T_{10} и коэффициентом отражения от нижней границы R_R:

$$A_R = A_0 T_{01} T_{10} R_R = A_0 \frac{4 Z_w Z_p}{(Z_w + Z_p)^2} \frac{Z_R - Z_p}{Z_R + Z_p}. \quad (2)$$

Амплитуда измерительного сигнала A_S, отраженного от границы раздела «*подложка – материал с исследуемыми свойствами*», определяется по аналогичной формуле. Отношение амплитуд равно:

$$k = \frac{A_S}{A_R} = \frac{R_S}{R_R} = \frac{Z_R + Z_p}{Z_R - Z_p} \cdot \frac{Z_S - Z_p}{Z_S + Z_p}. \quad (3)$$

Таким образом, зная акустические импедансы Z_p и Z_R и измеряя отношение k, искомый импеданс Z_S может быть рассчитан по формуле:

$$Z_S = Z_p \frac{1 + k R_R}{1 - k R_R}, \quad (4)$$

Если в качестве материала с известными свойствами используется воздух, то Z_R=0, R_R=–1, и (4) приобретает вид:

$$Z_S = Z_p \frac{1 - k}{1 + k}. \quad (5)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для апробации методики было проведено измерение свойств материала с хорошо известным импедансом, в качестве которого была выбрана вода. На рис. 4 слева показано изображение капли воды, полученное через подложку из полистирола. На изображении видна четкая граница, разделяющая области воздуха и воды. Справа показана диаграмма, которая в полутоновом формате представляет развертку эхо-сигналов вдоль горизонтальной координаты в плоскости сканирования в зависимости от их времени задержки (вертикальная ось). На диаграмме виден сигнал A_1 – отраженный от верхней поверхности подложки, и сигналы A_R, A_S – отраженные от её нижней поверхности в области контакта с воздухом и водой, соответственно.

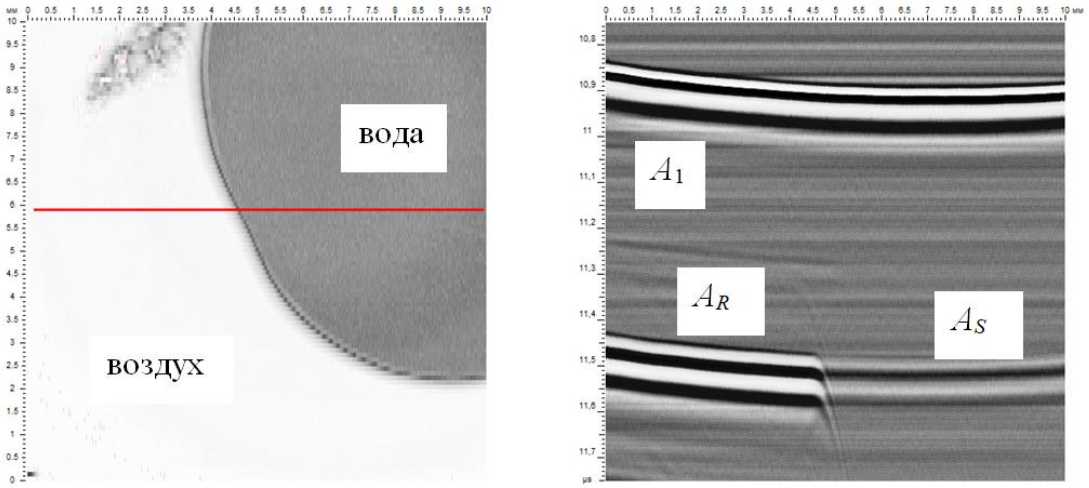


Рис. 4. Акустическое изображение капли воды через полистироловую подложку: слева – в горизонтальной плоскости сканирования, справа – развертка эхо-сигналов по времени задержки (ось ординат) вдоль одной из горизонтальных координат (красная линия)

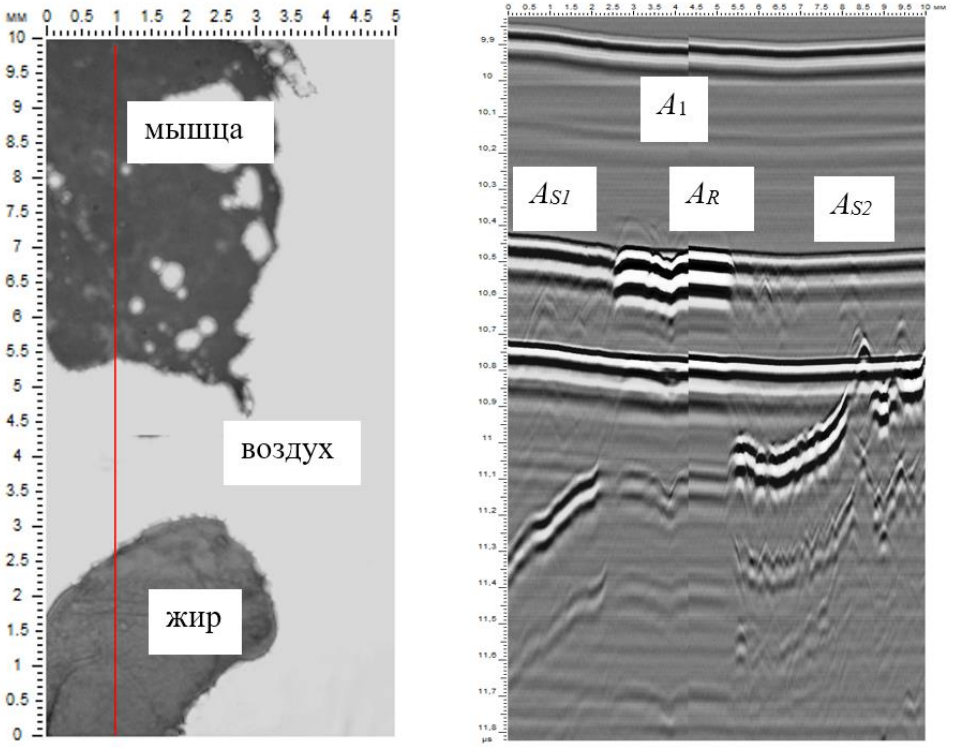


Рис. 5. Изображения фантомов жировой и мышечной ткани

Амплитуда A_S существенно меньше A_R, что объясняется частичным прохождением ультразвуковой волны в жидкость. Отношение амплитуд, полученное в эксперименте, составляет $k = 0{,}26$. Учитывая, что импеданс полистирола равен $Z_p = 2{,}47 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$ [33], по формуле (5) был найден искомый импеданс $Z_S = 1{,}45 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$. Результат измерения примерно совпадает с известным значением импеданса воды $Z_w = 1{,}485 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$ [33], что подтверждает корректность использованной методики.

На следующем этапе были проведены измерения на биологических фантомах мышечной и жировой ткани, заимствованной из свежего полуфабриката свиного окорока. Области контакта с подложкой жира и мышц отчетливо различаются по акустическому контрасту на изображении (рис. 5). На диаграмме справа сигналы от свободной подложки A_R, области жира A_{S1} и области мышечной ткани A_{S2} также различаются.

Измеренные средние значения отношений амплитуд составляют $k_1 = 0{,}34$ для жира и $k_2 = 0{,}20$ для мышечной ткани. Соответствующие значения импедансов раны $Z_{S1} = 1{,}22 \pm 0{,}15 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$ (жировая ткань) и $Z_{S2} = 1{,}65 \pm 0{,}13 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$ (мышечная ткань). Опубликованные величины скорости звука в жире составляют 1300-1520 м/с, в мышцах – 1560-1640 м/с [34], а характерные значения плотности равны приблизительно для жира – 800 кг·м$^{-3}$, для мышц – 1060 кг·м$^{-3}$. Это позволяет оценить их характерные импедансы $1{,}1 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$ и $1{,}7 \cdot 10^6$ кг·м$^{-2}$·с$^{-1}$, соответственно, что согласуется с данными, полученными в эксперименте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью методов импульсной акустической микроскопии на частоте 50-100 МГц были выполнены эксперименты на модельных образцах, близких по акустическим свойствам к натуральным тканям – мышечный и жировой слой на полимерной подложке. Эхо-методом были получены значения акустических импедансов и скорость звука в модельных образцах. Экспериментальные исследования подтвердили адекватность предложенной ультразвуковой методики для измерения характеристик образцов биологических тканей и их фантомов in vitro. Результаты работы являются основой для дальнейшей разработки диагностических возможностей ультразвуковой визуализации внутрисосудистых образований с микронным разрешением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ono M., Kawashima H., Hara H., et al.** Advances in IVUS/OCT and Future Clinical Perspective of Novel Hybrid Catheter System in Coronary Imaging. // Front. Cardiovasc. Med. 2020. V. 7. P. 119.
2. **Yock P.G., Linker D.T., Angelsen B.A.** Two-dimensional intravascular ultrasound: technical development and initial clinical experience // J. Am. Soc. Echocardiogr. 1989. № 2. P. 296.
3. **Brezinski M.E., Tearney G.J., Bouma B.E., et al.** Imaging of coronary artery microstructure (in vitro) with optical coherence tomography. // Am. J. Cardiol. 1996. № 77. P. 92.
4. **Nissen S.E., Yock P.** Intravascular ultrasound: novel pathophysiological insights and current clinical applications // Circulation. 2001. V. 103. № 4. P. 604–16.
5. **Maehara A., Matsumura M., Ali Z.A., et al** IVUS-guided versus OCT-guided coronary stent implantation: a critical appraisal // JACC Cardiovasc. Imaging. 2017. V. 10. № 12. P. 1487–503.
6. **Yin J., Yang H.C., Li X., et al.** Integrated intravascular optical coherence tomography ultrasound imaging system // J. Biomed. Opt. 2010.V. 15. № 1. P. 010512.
7. **Raber L., Heo J.H., Radu M.D. et al.** Offline fusion of co-registered intravascular ultrasound and frequency domain optical coherence tomography images for the analysis of human atherosclerotic plaques // EuroIntervention. 2012. V. 8. № 1. P. 98–108.
8. **Kim T.S., Park H.S., Jang S.J., et al**. Single cardiac cycle three-dimensional intracoronary optical coherence tomography // Biomed. Opt. Express. 2016. V. 7. № 12. P. 4847–58.
9. **Madder R.D., Goldstein J.A., Madden S.P., et al.** Detection by near-infrared spectroscopy of large lipid core plaques at culprit sites in patients with acute ST-segment elevation myocardial infarction // JACC Cardiovasc. Interv. 2013. V. 6. № 8. P. 838–46.
10. **Waksman R., Di Mario C., Torguson R., et al.** Identification of patients and plaques vulnerable to future coronary events with near-infrared spectroscopy intravascular ultrasound imaging: a prospective, cohort study // Lancet. 2019. V. 394. № 10209. P. 1629–37.
11. **Gardner C.M., Tan H., Hull E.L., et al.** Detection of lipid core coronary plaques in autopsy specimens with a novel catheter-based near-infrared spectroscopy system // JACC Cardiovasc. Imaging. 2008. V. 1. № 5. P. 638–48.

12. **Maxwell A.D., Yuldashev P.V., Kreider W., et al** A prototype therapy system for transcutaneous application of boiling histotripsy // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2017. V. 64. № 10. P. 1542–1557.
13. **Snipstad S., Berg S., Morch Y., et al.** // Ultrasound improves the delivery and therapeutic effect of nanoparticle-stabilized microbubbles in breast cancer xenografts // Ultrasound Med. Biol. 2017. V. 43. № 11. P. 2651– 2669.
14. **Nederhoed J.H., Tjaberinga M., Otten R.H.J.** Therapeutic use of microbubbles and ultrasound in acute peripheral arterial thrombosis: a systematic review // Ultrasound in Med. & Biol. 2021. V. 47. № 10. P. 2821 – 2838.
15. **Wright C., Hynynen K., Goertz D.** In vitro and in vivo high intensity focused ultrasound thrombolysis // Investig. Radiol. 2012. V. 47. № 4. P. 217–225.
16. **Lauer C.G., Burge R., Tang D.B., et al** Effect of Ultrasound on Tissue-Type Plasminogen Activator-Induced Thrombolysis. // Circulation. 1992. V. 86. № 4. P.1257–1264.
17. **Nedelmann M., Brandt C., Schneider F., et al** Ultrasound-induced blood clot dissolution without a thrombolytic drug is more effective with lower frequencies // Cerebrovasc. Dis. 2005. V. 20. № 1. P. 18–22.
18. **Holland C.K., Vaidya S.S., Datta S., et al** Ultrasound-enhanced tissue plasminogen activator thrombolysis in an in vitro porcine clot model // Thromb. Res. 2008. V. 121. № 5. P. 663–673.
19. **Acconcia C., Leung B., Hynynen K., et al** Investigating the interaction between acoustically stimulated microbubbles and fibrin clots. // Aip Conf. Proc. 2012. V. 1503. № 1. P. 250–255.
20. **Chuang Y.H., Cheng P.O., Chen S.C., et al** Effects of ultrasound-induced inertial cavitation on enzymatic thrombolysis. // Ultrason. Imaging. 2010. V. 32. № 2. P. 81–90.
21. **Bader K.B., Gruber M.J., Holland C.K.** // Shaken and Stirred: Mechanisms of Ultrasound-Enhanced Thrombolysis // Ultrasound Med. Biol. 2015. V. 41. № 1. P. 187–196.
22. **Hitchcock K.E., Ivancevich N.M., Haworth K.J., et al** Ultrasound-Enhanced rt-PA Thrombolysis in an ex vivo Porcine Carotid Artery Model // Ultrasound Med. Biol. 2011. V. 37. № 8. P. 1240–1251.
23. **Porter T.R., Kricsfeld D., Lof J., et al** Effectiveness of transcranial and transthoracic ultrasound and microbubbles in dissolving intravascular thrombi. // J. Ultrasound Med. 2001. V. 20. № 12. P. 1313–1325.
24. **Prokop A.F., Soltani A., Roy R.A.** Cavitational Mechanisms in Ultrasound-Accelerated Fibrinolysis. // Ultrasound Med. Biol. 2007. V. 33. № 6. P. 924–933.
25. **Culp W.C., Erdem E., Roberson P.K., et al** Microbubble Potentiated Ultrasound as a Method of Stroke Therapy in a Pig Model: Preliminary Findings. // J. Vasc. Interv. Radiol. 2003. V. 14. № 11. P. 1433–1436.
26. **Leela G., Xiaoning J.** Advances in Sonothrombolysis Techniques Using Piezoelectric Transducers // Sensors. 2020. V. 20. № 5. P. 1288.
27. **Ганцев Ш.Х., Липатов О.Н., Ганцев К.Ш., и др.** Анализ исследования диссекционного действия ультразвука // Медицинский вестник Башкортостана. 2017. Т. 12. № 6. С. 72.
28. **Damianou C., Couppis A.** Feasibility study for removing calcified material using a planar rectangular ultrasound transducer // J. Ultrasound. 2016. V. 19. № 2. P. 115–123.
29. **Yau O., Hétu M.-F., Herr J.E., et al.** Development of a Carotid Vulnerable Plaque Phantom Model Evaluated by Pixel Distribution Analysis // Ultrasound Med. & Biology. 2018. V. 44. № 12. P. 2768-2779.
30. **Saijo Y., Miyakawa T., Sasaki H., et al.** Acoustic properties of aortic aneurysm obtained with scanning acoustic microscopy // Ultrasonics. 2004. V. 42. № 1–9. P. 695–698.
31. **Gunawan A. I., Hozumi N., Yoshida S., et al.** Numerical analysis of ultrasound propagation and reflection intensity for biological acoustic impedance microscope // Ultrasonics. 2015. V. 61. № 11. P. 79-87.
32. **Altun B., Demirkan I., Isik E.O., et al.** Acoustic Impedance Measurement of Tissue Mimicking Materials by Using Scanning Acoustic Microscopy // Ultrasonics. 2021. V. 110. P. 106274.
33. **Ермолов И.Н., Ланге Ю.В.** Ультразвуковой контроль. М.: Машиностроение, 2004. 864 с.

34. **Hill C.R., Bamber J.C., Haar. G.R.** Physical Principles of Medical Ultrasonics. Chichester: John Wiley and Sons, 2004. 528 p.

Titov A.S.[1], Khramtsova E.A.[2], Petronyuk Y.S.[1,2]

[1] Federal State Budgetary Institution Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, 117342, Moscow, Russia, Butlerova, 15, E-mail: np@ntcup.ru
[2]Federal State Budgetary Institution Emanuel Institute of Biochemical Physics, Russian Academy of Sciences, Russia, 119334, Moscow, Kosyugina, 4, E-mail: ibcp@sky.chph.ras.ru

EVALUATING OF HIGH RESOLUTION ULTRASOUND METHODS FOR IMAGING AND EVALUATION OF ATHEROSCLEROTIC SUBSTRATE ABSTRACT

Ischemic diseases (ID) of the cardiovascular system remain one of the major health problems of industrialized countries. The main cause of ID is atherosclerosis. Both laboratory and instrumental methods are used to diagnose atherosclerosis. Noninvasive and minimally invasive methods based on X-rays and ultrasound are playing an increasing role in diagnosis and treatment.

The report presents the principles of high resolution ultrasound imaging and peculiarities of ultrasound methods application in the field of vascular surgery. Using the methods of pulse acoustic microscopy at a frequency of 50-100 MHz, experiments were performed on model samples close in their acoustic properties to natural tissues - collagen, fat, calcium formations and their combination on a glass substrate. Sound velocity and attenuation in the layers were measured by the pulse echo method; the dependence of the quantitative estimation of the acoustic impedance value on the ratio of the thickness of the layers and the frequency of sound probing, focusing parameters were considered. These experimental studies are preliminary and are the basis for further work with biological tissues fixed on a glass substrate. Development of diagnostic possibilities of ultrasound imaging of intravascular formations with micron resolution holds out a hope for improvement of quality of diagnostics and treatment of ischemic diseases.

ACOUSTIC MICROSCOPY, ULTRASOUND IMAGING, ATHEROSCLEROSIS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.8, 534.8

Мачихин А.С.[1], Чакраборти А.[2], Зыкова Л.А.[1]*, Титов С.А.[1], Гурылева А.В.[1], Букова В.И.[1,3], Бурлаков А.Б. [1,4]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: lida_zykova@mail.ru
[2] Университетский центр научного образования и исследований Нитте, Индия, 575018, Карнатака, Мангалуру, Дералакатте
[3] Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
[4] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы ул.,1

МУЛЬТИМОДАЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ И МЫШЕЧНОЙ СИСТЕМ DANIO RERIO

АННОТАЦИЯ

Исследование параметров различных систем и тканей рыбы Danio rerio представляет большой научный интерес, так как этот вид используется как популярный модельный организм в биологических и медицинских исследованиях. Для определения параметров работы и визуализации сердечно-сосудистой и мышечной систем организма рыбы на ранних этапах развития применяются различные методики, основанные на оптической микроскопии ввиду прозрачности тканей на этих этапах. В данной работе разработан и экспериментально апробирован лабораторный стенд, состоящий из оптического и ультразвукового блоков, который позволяет неинвазивно проводить мультимодальные исследования на одном организме без его перемещения. С помощью разработанного стенда реализованы измерения методами фотоплетизмографии, видеокапилляроскопии, кросс-поляризационной визуализации и высокочастотной ультразвуковой сонографии. Высокая информативность и эффективность предложенного стенда продемонстрирована на примере личинок Danio rerio. Показано, что стенд позволяет визуализировать сосуды и различные ткани, получать изображение сердца в трех плоскостях, измерять параметры кровотока в сосудах и сердце, характеристики мышечной системы. Применение разработанного стенда в исследованиях систем и тканей рыб на ранних стадиях развития обеспечит снижение нагрузки на особь, повышение скорости исследования и эффективности совместной обработки данных.

DANIO RERIO, ЛИЧИНКА, АКУСТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ, СОНОГРАФИЯ, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЯ, ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИЯ, СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТАЯ СИСТЕМА, МЫШЕЧНАЯ СИСТЕМА, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, НЕИНВАЗИВНЫЙ МОНИТОРИНГ, ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних двух десятилетий рыба Danio rerio нашла широкое применение как популярный модельный организм в биологических и медицинских исследованиях. Для определения параметров работы и визуализации сердечнососудистой и мышечной систем организма рыбы на ранних этапах развития применяются различные оптические методики. Они включают в себя традиционную оптическую микроскопию, конфокальную, флюоресцентную и многофотонную микроскопию, микроскопию с селективным плоским освещением. Методы сканирующей лазерной [1], мультиспектральной фотоакустической микроскопии [2], оптической когерентной томографии [3] и акустической сканирующей микроскопии [4] также были разработаны для визуализации и исследования органов Danio rerio, в том числе на ранних этапах развития. Все эти методы являются эффективными для исследования in vivo различных параметров объекта, однако их объединение представляется потенциально более информативным. В данной работе разработан мультимодальный стенд для одновременной реализации методов фотоплетизмографии, видеокапилляроскопии, кросс-поляризационной визуализации тканей и высокочастной сонографии.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Экспериментальная установка

Разработанный мультимодальный стенд (рис. 1) собран на основе инвертированного оптического микроскопа (Альтами МЕТ 1С). Сонографические исследования личинок Danio rerio проводились с помощью ультразвукового модуля [4, 5], смонтированного на базе оптического микроскопа. В ходе эксперимента живой образец 1 помещался в иммерсионную водяную ячейку 2. Одиночный сфокусированный ультразвуковой преобразователь 3, возбуждаемый электрическим сигналом с помощью генератора 5, излучает ультразвуковые волны, которые проходят внутрь объекта, последовательно отражаясь от внутренних его структур. Волны, отраженные от образца, принимались этим же ультразвуковым преобразователем посредством блока с аналого-цифровым преобразованием, который находится в компьютере 9, и последующей в нем обработкой. Частотный диапазон преобразователя находился в диапазоне 50–100 МГц, поэтому разрешающая способность при визуализации внутренней структуры объекта составляла приблизительно 20 мкм. Формирование ультразвуковых изображений осуществлялось путем механического перемещения ультразвукового преобразователя 3 относительно объекта 1, осуществляемого моторизованными линейными трансляторами 6. Они были сориентированы перпендикулярно друг другу для осуществления сканирования вдоль оси x и y относительно исследуемого объекта и имели диапазон хода 100 мм и 25 мм соответственно. Для регулировки системы по глубине использовался транслятор 7 с диапазоном хода 50 мм, который обеспечивал плавное и точное линейное движение вдоль оси z. Сонографический модуль крепился к оптическому микроскопу крепежными компонентами 8.

Одновременно с записью ультразвуковых сигналов осуществлялось регистрация оптических изображений объекта, необходимая для позиционирования объекта относительно ультразвукового преобразователя, наблюдения за состоянием организма и его положением. В процессе эксперимента использовался объектив с увеличением 20^x и числовой апертурой NA=0,40 для захвата области сердца и обеспечения четкости изображения объекта по всему полю зрения. Записанные видео данные использовались для оптических измерений.

Ранее было показано, что фотоплетизмография, видеокапиллярскопия и кросс-поляризационная визуализация тканей могут быть осуществлены единовременно с помощью одной цифровой камеры [6]. Такой метод регистрации данных заключается в установке линейного дихроичного поляризатора 4 в осветительный канал и монохромной

поляризационной камеры 10 в изображающий канал светлопольного микроскопа и последующей цифровой обработке зарегистрированных изображений [7]. Ключевым элементом установки является поляризационная камера (TheImagingSource, DZK 33UX250, размер сенсора 2/3", разрешение 2448×2048 пикселей, частота кадров до 75 кадров в секунду, шаг пикселя 3,45 мкм, АЦП до 12 бит), которая снимает за один кадр четыре изображения с разной ориентацией поляризации за счет того, что сенсор камеры закрыт матричным фильтром из объединенных в блоки по 4 пикселя микрополяризаторов с разными углами поляризации (0°, 45°, 90° и 135°) [8]. По зарегистрированной такой камерой последовательности изображений с помощью специальной постобработки данных рассчитывается контрастная карта сосудов и ряд гемодинамических параметров. Для проведения измерений были использованы белые светодиоды 5500K и галогенная лампа мощностью 100 Вт (Dedolight, DLH4) в качестве источников излучения.

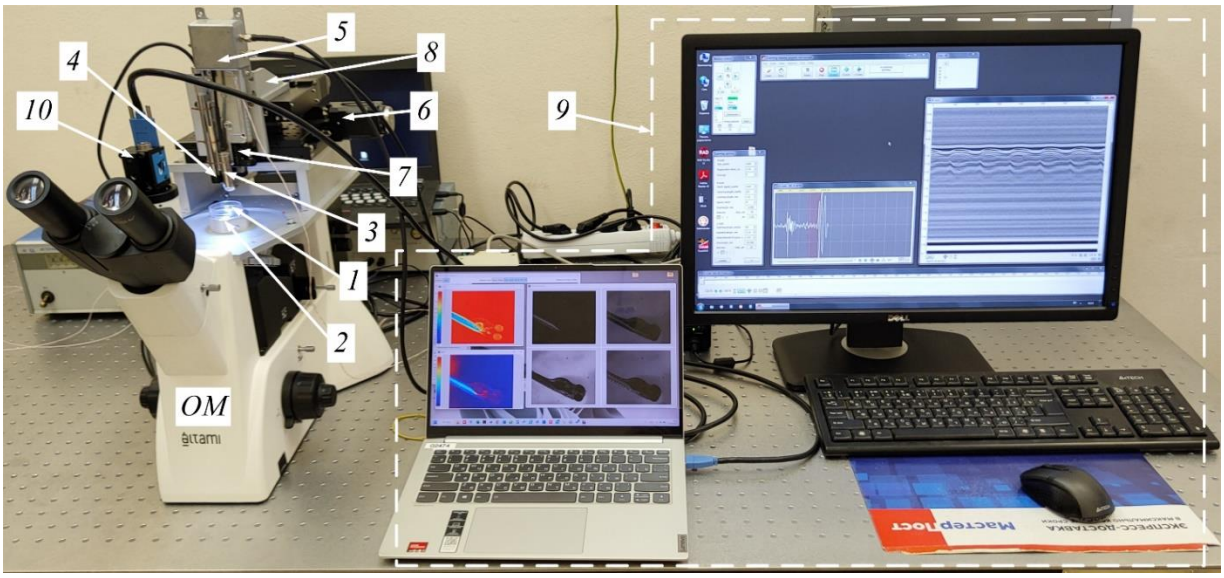


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки: 1 – исследуемый объект; 2 – иммерсионная ячейка с водой; 3 – ультразвуковой преобразователь; 4 – поляризатор; 5 – генератор зондирующих сигналов; 6 – моторизованные линейные трансляторы; 7 – транслятор; 8 – крепежные компоненты; 9 – компьютер; 10 – цифровая видеокамера; ОМ – оптический микроскоп

Регистрация данных

Регистрация данных начиналась с размещения анестезированной личинки *Danio rerio* возрастом 36 часов после вылупления, анестезированной метансульфонатом трикаина (TMS, MS-222) в концентрации 0,168 мг/л, в чашке со стеклянным дном на предметном столике инвертированного микроскопа. Далее с помощью цифровой камеры с частотой кадров 50 Гц фиксировалась 1000 12-битных полнокадровых изображений. Поскольку размер личинки превышал поле зрения микроскопа, было организовано сканирование организма личинки, обеспечившее две серии изображений разных частей ее тела.

В выбранной на оптических изображениях области производилась запись ультразвуковых данных в форматах $s(z,T,x)$ и $s(z,T,y)$, где плоскость сканирования (x, y) параллельна плоскости оптических изображений, а продольная координата z перпендикулярна ей. В каждом положении ультразвуковые сигналы записывались в зависимости от времени T на протяжении нескольких секунд с частотой 1 кГц, что позволяло регистрировать быстрые движения тканей организма с высоким временным разрешением [9, 12].

Обработка данных видеокапилляроскопии и кросс-поляризационного исследования

Постобработка цифровых изображений как для видеокапилляроскопии, так и для кросс-поляризационной визуализации была осуществлена в разработанном в MATLAB приложении.

Приложение основано на ранее разработанных и экспериментально апробированных алгоритмах [6, 7, 10].

Попиксельный расчет параметров Стокса, а затем и карт угла и степени линейной поляризации (AOLP и DOLP, соответственно), проводился по описанному ранее алгоритму совместной обработки изображений в поляризованном свете разной ориентации [7]. Для расчета карты сосудов и гемодинамических параметров изображения обрабатывались с помощью ранее предложенного алгоритма [10], включающего в себя улучшение изображений, их покадровое совмещение и пространственно-временной анализ. Сшивка панорам исходных изображений, карт сосудов, AOLP и DOLP всего тела личинки, осуществлялась по первым кадрам последовательностей изображений в соответствии с [11]. Затем панорамные изображения карт сосудов были наложены на исходные изображения и панорамы AOLP и DOLP.

Обработка данных сонографии

Записанные пространственно-временные ультразвуковые сигналы после цифровой предобработки с целью повышения отношения сигнал-шум подвергались временной синхронизации к сердечному ритму личинки, определяемому по видео данным работающего сердца. Путем низкочастотной временной фильтрации выделялись стационарна составляющая, которая давала информацию о неподвижных тканях, низкочастотная компонента, соответствующая движущимся стенкам сердца, и высокочастотная составляющая, образованная потоком элементов крови. Корреляционный анализ высокочастотной составляющей позволял оценивать пространственно-временное распределение вертикальной компоненты скорости кровотока, определять характерные фазы сердечной деятельности [9, 12].

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты исследования личинки, полученные с помощью разработанного мультимодального стенда, представлены на рис. 2 и 3. Оптическое отслеживание изменений интенсивности проходящего света позволяет методом видеокапилляроскопии точно картировать кровеносные сосуды всего животного (рис.2а). Кросс-поляризационный метод был использован для визуализации мышечной системы за счет мониторинга состояния поляризации света (рис. 2б, 2в) и выявления отклонений в развитии организма. Область сердца, четко выделяемая на оптических изображениях, подвергалась сонографическому исследованию.

На рис. 3 показаны примеры ультразвуковых данных, записанных в виде полутонового изображения. Кадр $s(z,T)$ (рис. 3а), измеренный при положении преобразователя x= 100 мкм, регистрировался в зависимости от времени T, где время одного скана составляло Tc = 2 с, а период дискретизации по времени был выбран ΔT = 1 мс. На изображениях присутствуют отклики, образованные отражением ультразвуковых волн от структурных элементов в области сердца. Сигнал E, форма и положение которого почти не меняются со временем T, формируется за счет отражения волн от внешнего слоя личинки. Отклик F, отраженный от стенок сердца, испытывает существенные смещения с частотой биения сердца. Между стенками сердца генерируются шумоподобные сигналы B, образованные рассеянием волн на движущихся элементах крови. Эти отклики также можно наблюдать на ультразвуковом кадре $s(z,x)$ (рис. 3б), записанном в момент времени T=1 с.

По сигналам можно распознать фазы сердечного ритма, фазы систолы S и диастолы D. Фаза систолы свидетельствует о процессе наполнения желудочка кровью, а в фазе диастолы происходит резкий выброс крови из предсердия в желудочек. Наблюдаемые сигналы демонстрируют, что плавные смещения сменяются резкими движениями с большими скоростями и ускорениями, что характерно в фазе систолы.

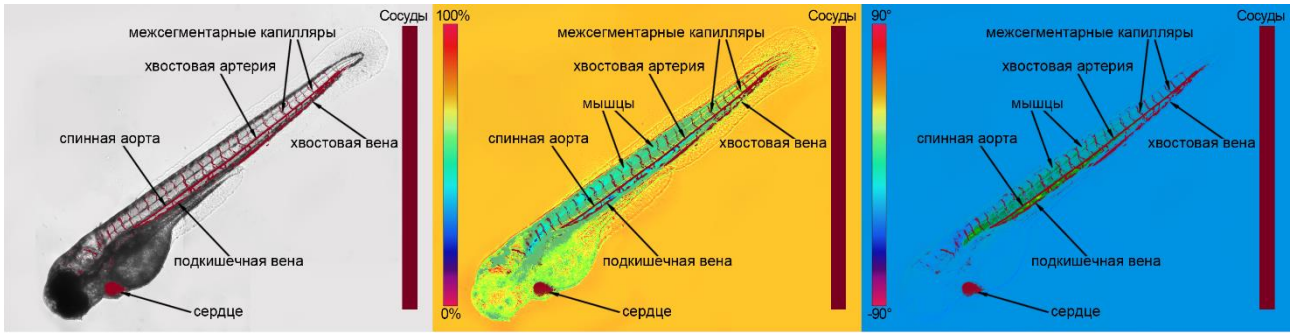


Рис. 2. Результаты видеокапилляроскопии и кросс-поляризационной визуализации тканей личинки: наложение карты сосудов на исходное изображение (а), панораму DOLP (б), панораму AOLP (в)

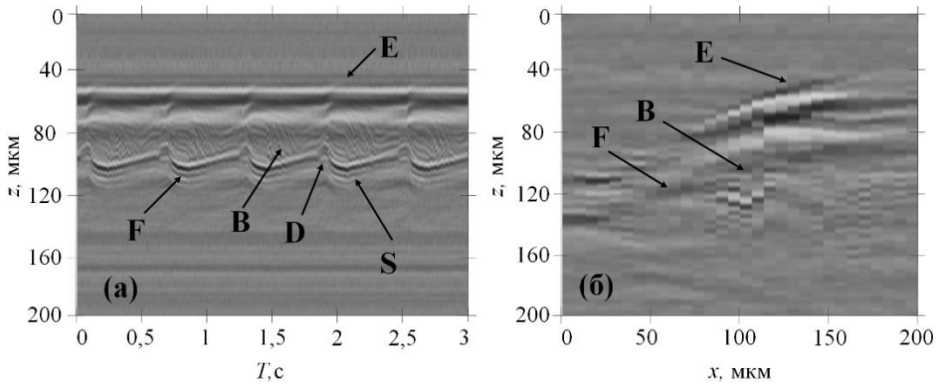


Рис. 3. Пример ультразвуковых изображений $s(z, T)$ при x= 100 мкм (а) и $s(x, z)$ при T=1 с (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и экспериментально апробирован мультимодальный лабораторный стенд, позволяющий неинвазивно проводить оптические и сонографические исследования на одном организме без его перемещения. В разработанном стенде совместно реализованы методы фотоплетизмографии, видеокапилляроскопии, кросс-поляризационной визуализации и высокочастотной ультразвуковой сонографии. На примере личинок *Danio rerio* показано, что стенд обеспечивает визуализацию сосудов и различных ткани, получение изображения сердца в трех плоскостях, измерение параметров кровотока в сосудах и сердце, характеристик мышечной системы. Применение разработанного стенда в исследованиях систем и тканей рыб на ранних стадиях развития позволит снизить связанное с методологией измерения воздействие на особь, повысить скорости исследования и эффективность совместной обработки данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках гранта РНФ RSF-MOST 22-49-08012.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Malone M.H., Sciaky N., Stalheim L., Hahn K.M., Linney E., Johnson G.L.** Laser-scanning velocimetry: A confocal microscopy method for quantitative measurement of cardiovascular performance in zebrafish embryos and larvae // BMC Biotechnology. 2007. № 7. P. 40. DOI: 10.1186/1472-6750-7-40.
2. **Huang N. et al.** Whole-body multispectral photoacoustic imaging of adult zebrafish // Biomedical Optics Express. 2016. № 7(9). P. 3543. DOI: 10.1364/BOE.7.003543.

3. **Lichtenegger A., Baumann B., Yasuno Y.** Optical coherence tomography is a promising tool for zebrafish-based research — A review // Bioengineering. 2022. № 10(1). P. 5. DOI: 10.3390/bioengineering10010005.
4. **Titov S.A., Burlakov A.B., Bogachenkov A.N.** Sonography of the heart of Weatherfish misgurnus fossilis at the prelarval stage of development // Acoustical Physics. 2021. № 67(5). P. 562–570. DOI: 10.1134/S1063771021050109/FIGURES/6.
5. **Burlakov A.B., Titov S.A., Bogachenkov A.N.** Application of acoustic microscopy for visualization of structural displacement during the development of fish embryos // Journal of Communications Technology and Electronics. 2022. № 67(4). P. 456–462. DOI: 10.1134/S1064226922040027/FIGURES/7.
6. **Machikhin A.S., Guryleva A.V., Bukova V.I., Khokhlov D.D., Burlakov A.B.** Simultaneous blood vessel and Mueller-matrix imaging of zebrafish embryos // Proceedings of the SPIE. 2022. № 12320. P. 43–47. DOI: 10.1117/12.2642955.
7. **Machikhin A.S., Huang C.C., Khokhlov D.D., Galanova V.S., Burlakov A.B.** Single-shot Mueller-matrix imaging of zebrafish tissues: In vivo analysis of developmental and pathological features // Journal of Biophotonics. 2022. № 15(9). P. e202200088. DOI: 10.1002/JBIO.202200088.
8. "Polarization Image Sensor Technology Polarsens^{TM} | Image Sensor for Industrial Use | Technology | Sony Semiconductor Solutions Group." https://www.sony-semicon.com/en/technology/industry/polarsens.html (accessed Feb. 21, 2023).
9. **Titov S.A., Zykova L.A., Burlakov A.B., Huang C.C., Bogachenkov A.N.** High-frequency ultrasound echocardiography of heart activity of Danio rerio embryo // 2022 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF). 2022. P. 1–4. DOI: 10.1109/WECONF55058.2022.9803424.
10. **Machikhin A.S., Volkov M.V., Burlakov A.B., Khokhlov D.D., Potemkin A.V.** Blood vessel imaging at pre-larval stages of zebrafish embryonic development // Diagnostics. 2020. № 10(11). DOI: 10.3390/diagnostics10110886.
11. **Machikhin A.S. et al.** Spatio-temporal segmentation of image sequences for non-invasive analysis of cardiovascular structure and function in Whitefish embryos // Micron. 2022. P. 103360. DOI: 10.1016/J.MICRON.2022.103360.
12. **Titov S.A., Zykova L.A., Burlakov A.B., Huang C.C.** Estimation of blood flow velocity in the heart of Danio rerio embryo using correlation of ultrasonic signals // 2022 International Conference on Information, Control and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1-4. DOI: 10.1109/ ICCT56057.2022.9976605.

Machikhin, A.S.[1], Chakraborty, A.[2], Zykova, L.A.[1], Titov, S.A.[1], Guryleva, A.V.[1], Bukova, V.I.[1,3], Burlakov, A.B. [1,4]

[1] *Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of Russian Academy of Sciences, Russia, 117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: lida_zykova@mail.ru*
[2] *Nitte University Centre for Science Education and Research, India, 575018, Karnataka, Mangalore, P.O Deralakatte*
[3] *Bauman Moscow State Technical University, Russia, 105005, Moscow, 2nd Baumanskaya st., 5*
[4] *Lomonosov Moscow State University, Russia, 11999, Moscow, Leninskie Gory st., 1*

MULTIMODAL SETUP FOR CARDIOVASCULAR AND MUSCULAR SYSTEMS IMAGING AND QUANTIFICATION IN DANIO RERIO LARVAE

ABSTRACT

The study of Danio rerio organs and tissues is of great scientific interest, as this species is a popular model organism for biological and medical research. Due to the zebrafish tissues transparency at the early stages of development various methods based on optical microscopy are used to visualize the cardiovascular and muscular systems of the fish organism in and determine the parameters of their functioning. In this work, a laboratory setup was developed and experimentally tested, it consists of optical and ultrasonic units and allows non-invasive multimodal studies on organism without moving it. The designed stand jointly implements the methods of photoplethysmography, videocapillaroscopy, cross-polarization tissue visualization and high-frequency ultrasound sonography. We have demonstrated the efficiency and data diversity of the developed multimodal setup on Danio rerio larvae. It provides vessels and various tissues visualization, heart imaging in three dimensions, quantification of blood flow and muscular system parameters. Proposed setup can reduce impact on the organism state during the systems and tissues study in the fish early development, increase the speed of research and the efficiency of joint data processing.

ZEBRAFISH, LARVA, ACOUSTIC MICROSCOPY, SONOGRAPHY, PHOTOPLETHYSMORGAPHY, VIDEOCAPILLAROSCOPY, CARDIOVASCULAR SYSTEM, MUSCULAR SYSTEM, VISUALIZATION, NON-INVASIVE MONITORING, DIGITAL IMAGE PROCESSING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.032.26:531.717.55:616-079:616-006.81

Гречкин Б.В., Матвеева И.А.

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Россия, 443086, Самара, Московское шоссе, д. 34, E-mail: bgre4kin@yandex.ru

КЛАССИФИКАЦИЯ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ С ПОМОЩЬЮ СВЕРТОЧНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

АННОТАЦИЯ

Последние годы различные оптические методы набирают популярность для исследования биологических тканей, в частности для исследования кожи. Одним из таких методов является гиперспектральная визуализация. Однако анализ получаемых гиперспектральных изображений и их классификация затруднены в следствие большого количества информации, заключенной в гиперкубе. Целью данной работы является изучение возможностей сверточных нейронных сетей глубокого обучения для классификации новообразований кожи. Были исследованы гиперспектральные снимки опухолей злокачественной меланомы, пигментного невуса и др., был разработан классификатор гиперспектральных изображений на основе архитектуры сверточной нейронной сети VGG-16. Была проанализирована классификация злокачественных меланом против пигментных новообразований. Точность модели классификации достигает 95%, что говорит о возможности применения сверточных нейронных сетей для анализа гиперспектральных данных кожи.

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ЗЛОКАЧЕСТВЕННАЯ МЕЛАНОМА, КЛАССИФИКАЦИЯ, МЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА, НЕЙРОННЫЕ СЕТИ, ПИГМЕНТНЫЙ НЕВУС, РАК КОЖИ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых распространенных онкологических заболеваний в мире является рак кожи. В 2020 году было выявлено 1 200 000 новых случаев рака кожи по данным Всемирной организации здравоохранения (ВОЗ) [1]. Меланома является подавляющей причиной смертей от рака кожи, несмотря на ее редкость (1% от всех случаев онкологии кожи) [2]. Успех излечения пациента с данным типом рака кожи напрямую зависит от ранней диагностики. Однако, основной трудностью в выявлении опухолей меланомы является ее внешняя схожесть с таким доброкачественным новообразованием как пигментный невус.

Различные оптические методы диагностики в последнее время имеют тенденцию к повышению популярности. Одним из таких методов является гиперспектральная визуализация [3, 4]. Она позволяет получать как оптические изображения исследуемых участков кожи, так и спектральные данные о рассеивании или поглощении излучения этим участком.

Гиперспектральное изображение представляет собой трехмерный массив данных (гиперкуб), состоящий из последовательных изображений на разных длинах волн [5]. Данное

изображение получается посредством фотофиксации объекта на разных длинах волн. Количественная информация о физиологии тканей может быть извлечена с помощью анализа спектральных характеристик [6]. Гиперспектральная регистрация изображения дает информацию об интенсивности отраженного света на разных длинах волн в каждой точке поверхности образца. Для решения задач классификации необходимо использовать различные диапазоны зарегистрированных двумерных изображений, образующих гиперкуб.

Революцию в области машинного обучения за последние десятилетия произвело глубокое обучение. Это считается одной из самых сложных областей машинного обучения, связанных с алгоритмами искусственных нейронных сетей. Данные алгоритмы были во многом вдохновлены функциями и структурой человеческого мозга. Методы глубокого обучения могут применяться в различных сферах, таких как распознавание речи [7] и распознавание образов [8]. В этих приложениях системы глубокого обучения достигли впечатляющих результатов по сравнению с другими классическими методами машинного обучения.

Преимуществом применения нейросетевого классификатора для гиперспектральных снимков является возможность применять одну и ту же программу для диагностики различных видов заболеваний и патологий после проведения необходимого машинного обучения. Это означает, что при успешном обучении искусственная нейронная сеть позволит получать верный диагноз на основании данных, которые отсутствовали в обучающей выборке.

В данной работе рассматриваются гиперспектральные изображения злокачественной меланомы и пигментного невуса на основе архитектуры трехблочной нейросети VGG. Целью работы является изучение возможностей нейронной сети для классификации гиперспектральных изображений патологий кожи.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Регистрация гиперспектральных изображений производилась *in vivo* с помощью акустооптической гиперспектральной камеры, позволяющей получать изображения исследуемой области на произвольно заданной длине волны в диапазоне от 430 до 730 нм (рис. 1).

Спектральное разрешение гиперспектральной камеры составляет $\delta\lambda = 2{,}5$ нм (при $\lambda = 633$ нм), а пространственное разрешение – 0,14 мм. Особенностью установки является двойная последовательная фильтрация. Он обеспечивает практически полную компенсацию спектральных и пространственных искажений изображения в одиночной ячейке, вызванных брэгговской дифракцией, что обычно приводит к изменению спектров в отдельных точках [9].

Регистрацию гиперспектральных изображений проводилась на пациентах старше 18 лет. Перед исследованием от всех пациентов было получено информированное согласие. Исследования были одобрены Комитетом по этике Самарского государственного медицинского университета (Самара, Россия).

Результатом регистрации на описанной установке одного образца является гиперкуб, состоящий из 151 оптического изображения в формате .tiff на длинах волн от 430 до 730 нм с шагом 2 нм. Каждый образец содержал участок новообразования и здоровую кожу. Образцы образования были взяты у пациентов с европейским типом кожи. Окончательный диагноз ставился для каждого исследуемого образца на основании гистологического исследования. Перед дальнейшим анализом гиперкубы были уменьшены до 51 изображения в диапазоне от 530 нм до 630 нм с шагом 2 нм. Выбор этого интервала обусловлен лучшим поглощением света меланином и гемоглобином, а также высокой контрастностью изображений, что облегчает анализ изображений. С помощью программы из исходных гиперспектральных изображений исследуемых образцов кожи были получены отдельные изображения в градациях серого. Представление изображений в этой цветовой гамме позволяет упростить механизм взаимодействия за счет сокращения входных каналов с трех до одного.

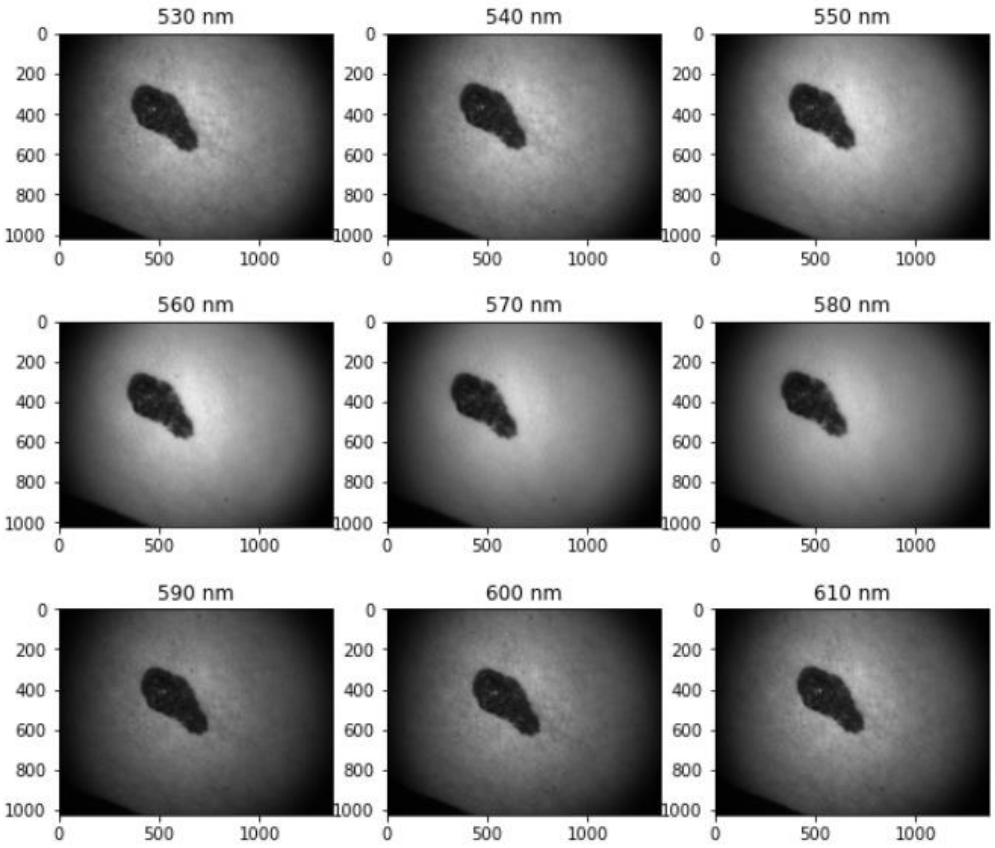


Рис. 1. Злокачественная меланома на различных длинах волн

Всего было использовано 50 образцов новообразований: 25 образцов злокачественной меланомы (MM) и 25 образцов пигментного невуса (PN). Это соответствует 2550 изображениям: 1275 MM и 1275 PN (табл. 1).

Для классификации изображений использовалась сверточная нейронная сеть архитектуры VGG [10]. Главным преимуществом архитектуры VGG является то, что она имеет большую глубину слоев [11], это позволяет уменьшить количество обучаемых параметров и сократить время обучения. Архитектура нейронной сети представлена на рис. 2.

Классификатор состоит из 13 слоев. Количество обучаемых параметров увеличивается по мере углубления слоев. Нейросетевой классификатор разделен на 5 блоков. Первые 4 блока сверточные, и каждый из них заканчивается максимальным объединяющим слоем. Пятый блок представляет собой полносвязный классификатор, состоящий из двух слоев. На вход нейронной сети подается двумерное изображение в градациях серого, представленное спектральным срезом и уменьшенное до размера 224×224 пикселей за счет дополнительного масштабирования. Обучающая и тестовая выборки формировались из изображений, извлеченных из зарегистрированных гиперкубов в заданном диапазоне длин волн от 530 до 630 нм (см. табл. 1), в соотношении 90% (2295 изображений) и 10% (255 изображений) соответственно. В тестовую выборку вошли только те изображения, которые не участвовали в обучении нейросетевого классификатора. В обучающей и тестовой выборках выполнено равномерное распределение выборок по классам. Это вызвано необходимостью получения более точной классификации на этапе тестирования работы нейронной сети.

Табл. 1. Состав набора данных

№	Диагноз	Количество образцов	Количество изображений
1	Злокачественная меланома	25	1275
2	Пигментный невус	25	1275

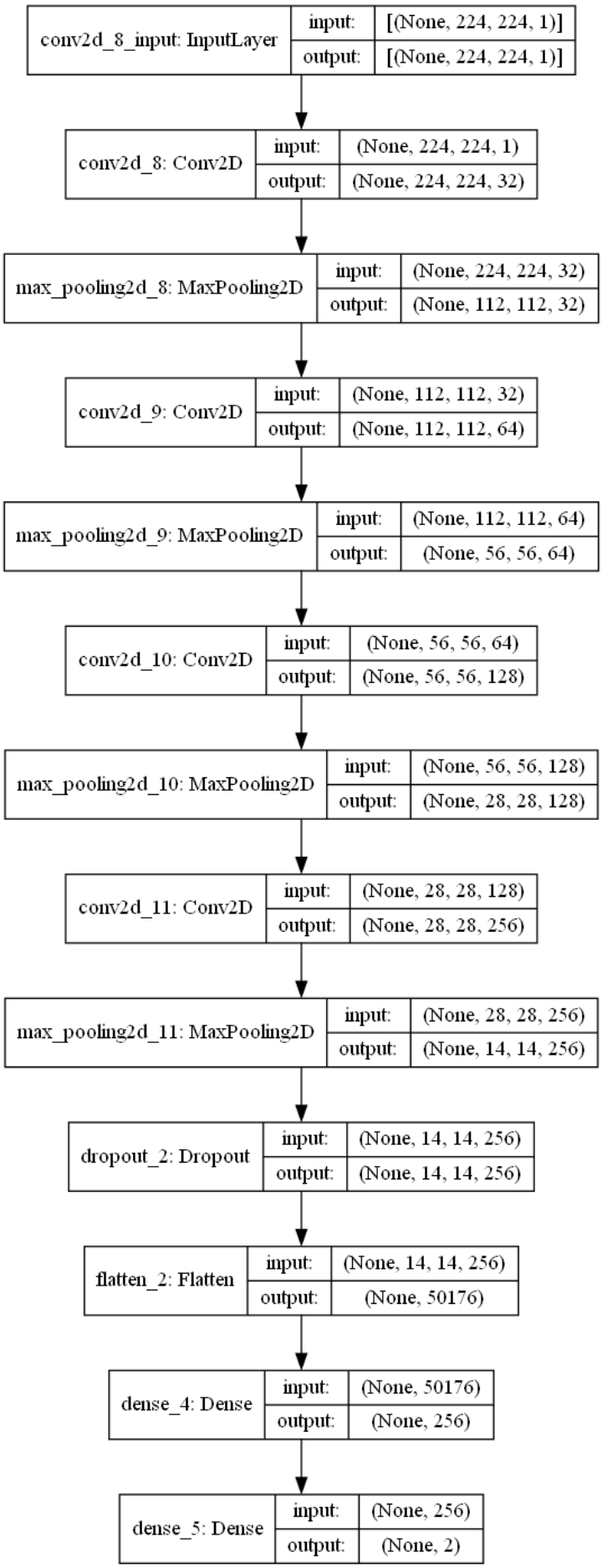


Рис. 2. Архитектура использованного нейросетевого классификатора

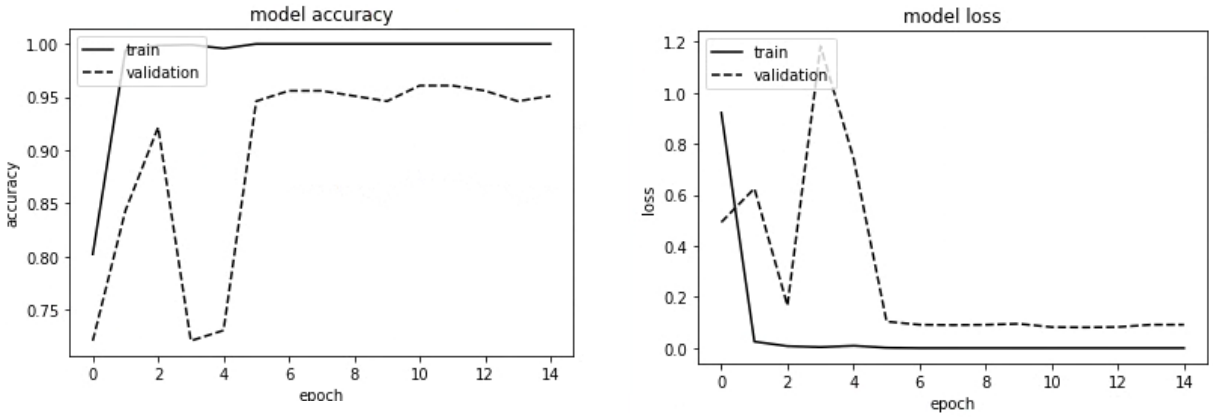
В нейронной сети также предусмотрен триггер обратной связи, который прерывает обучение, если точность не увеличивается в течение трех периодов обучения. Это было сделано для того, чтобы избежать переобучения модели на этапе обучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нейросетевой классификатор был обучен и протестирован на компьютере, оснащенном процессором Intel(R) Core(TM) i7-10700KF 3,80 ГГц, графической картой NVIDIA GeForce RTX 3080 и 32 ГБ оперативной памяти (ОЗУ). Время обучения классификатора составляло около 75 с (~ 5 с на эпоху).

В исследовании использовались различные вариации значения функции удаления нейронов последнего слоя, заключающиеся в присвоении нуля случайно выбранным признакам на этапе обучения. Прореживание было добавлено в сеть через слой Dropout, который вы можете видеть на рис. 2. Мы использовали разные коэффициенты прореживания 10%, 15%, 20%, 25%, 30%, 40%, 50% признаков в фазе обучения. Это было сделано для уменьшения зависимости модели с исходными данными, тем самым ослабляя эффект переобучения. Мы обнаружили, что увеличение процента удаления более чем на 15% привело к снижению точности модели. При прореживании половины весов точность нейросетевого классификатора снизилась до 76%. Наибольшую точность, равную 95%, показала нейросеть при удалении 15% признаков. Модель также показала наименьшие потери (0,09) при удалении 15% признаков.

Метрики, полученные на этапе обучения 15 эпох, представлены на рис. 3.



а б

Рис. 3. Метрики модели классификации при прореживании 15% признаков (сплошная линия – обучающая выборка, пунктирная линия – тестовая выборка): а – точность; б – потери

Корректность работы нейросетевого классификатора дополнительно была проверена путем визуализации и анализа тепловых карт активации класса (CAM). Тепловая карта показала, что классификатор акцентирует внимание непосредственно на самом новообразовании и не захватывает области вокруг, что свидетельствует о правильности алгоритмов классификации задачи.

Полученная точность классификации изображений (равная 95%) позволяет говорить о достаточной информативности выделенных участков спектра для выявления новообразований кожи. Нейросетевой классификатор гиперспектральных изображений позволяет решить задачу идентификации вида новообразования, в том числе одного из самых агрессивных видов рака кожи – злокачественной меланомы.

Полученная высокая точность бинарной классификации новообразований кожи не только сравнима с результатами применения комбинационного рассеяния, но и превосходит эффективность флуоресцентного и дерматоскопического исследования [3]. Анализ спектральных индексов, рассчитанных по гиперспектральным изображениям и

характеризующих различия в относительном содержании хромофоров кожи при меланоме, базалиоме и пигментных невусах, представленных в [14], позволил получить точность не выше 78%.

С учетом небольшого размера обучающей и тестовой выборок достигнутые значения точности могут как увеличиваться, так и уменьшаться по мере их увеличения. Однако полученные результаты демонстрируют возможность использования нейронных сетей для анализа гиперспектральных изображений с целью выявления злокачественной меланомы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведена двухклассная классификация гиперспектральных изображений 50 образцов кожных патологий видимой области с использованием нейронной сети архитектуры VGG. Выбранный спектральный диапазон 530-630 нм показал высокую информативность, что подтверждает возможность обработки регистрируемых спектральных данных, а также увеличивает скорость вычислительных процессов. Точность классификации злокачественной меланомы и пигментного невуса составила около 95%. Использование алгоритма классификации гиперспектральных изображений на основе нейронных сетей позволило повысить точность выделения кожных патологий по сравнению с другими методами классификации и анализа [7, 12-15].

Дальнейшее развитие технологии возможно в нескольких направлениях. Первое заключается в проведении массовых исследований как с образцами кожи, так и с образцами других участков тканей человека для увеличения выборки и тем самым повышения точности классификации. Кроме того, необходима оптимизация архитектуры нейросети и модернизация аппаратных средств регистрации гиперспектральных изображений.

Также в рамках дальнейшего исследования планируется рассмотреть вопрос выбора оптимального спектрального диапазона одного образца для анализа как на обучающей, так и на тестовой выборке для уменьшения количества необходимых вычислительных мощностей и объема памяти.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Cancer** [Electronic resource]. – Access mode: https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/cancer (01.11.2022).
2. **Ferlay J. et al.** Cancer statistics for the year 2020: An overview // International journal of cancer. 2021. Vol. 149(4). P. 778-789.
3. **Vinokurov V.O., Matveeva I.A., Khristoforova Y.A., Myakinin O.O., Bratchenko I.A., Bratchenko L.A., Moryatov A.A., Kozlov S.G., Machikhin A.S., Abdulhalim I., Zakharov V.P.** Neural network classifier of hyperspectral images of skin pathologies // Computer Optics 2021. Vol. 45(6). P. 879-886. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-832.
4. **Karim S. et al.** Hyperspectral imaging: a review and trends towards medical imaging // Current Medical Imaging. 2022. Vol. 19(5). P. 417-427.
5. **Chang C.I.** Hyperspectral imaging: Techniques for spectral detection and classification / C.L. Chang. Boston: Springer, 2003. ISBN: 978-0-306-47483-5.
6. **Lu G., Fei B.** Medical hyperspectral imaging: A review. J. Biomed. Opt. 2014. Vol. 19. P. 10901. DOI:10.1117/1.JBO.19.1.010901.
7. **Rashid H., Tanveer M.A., Aqeel Khan H.** Skin Lesion Classification Using GAN Based Data Augmentation // Proceedings of the 2019 41st Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC). Berlin, Germany. 2019. P. 916-919.
8. **Bisla D., Choromanska A., Stein J.A., Polsky D., Berman R.** Towards automated melanoma detection with deep learning: data purification and augmentation // 2019 IEEE/CVF Conference

on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops (CVPRW). Long Beach, CA, USA. 2019. P. 2720-2728.
9. **Lister T, Wright PA, Chappell PH.** Optical properties of human skin // J. Biomed. Opt. 2012. Vol. 17(9). P. 90901. DOI: 10.1117/1.JBO.17.9.090901.
10. **Simonyan K., Zisserman A.** Very deep convolutional networks for large-scale image recognition // arXiv preprint arXiv:1409.1556. 2014.
11. **Culurciello E.** Neural Network Architectures [Electronic resource]. – Access mode: https://towardsdatascience.com/neural-network-architectures-156e5bad51ba (01.11.2022).
12. **Yu L., Chen H., Dou Q., Qin J., Heng P.-A.** Automated melanoma recognition in dermoscopy images via very deep residual networks // IEEE Trans. Med. Imaging. 2017. Vol. 36. P. 994-1004. DOI: 10.1109/TMI.2016.2642839.
13. **DeVries T., Ramachandram D.** Skin lesion classification using deep multi-scale convolutional neural networks. [(accessed on 13 February 2021)] arXiv. 2017.
14. **Bratchenko I.A. et al.** In vivo diagnosis of skin cancer with a portable Raman spectroscopic device // Experimental Dermatology. 2021. Vol. 30(5). P. 652-663.
15. **Sherendak V.P., Bratchenko I.A., Myakinin O.O., Volkhin P.N., Khristoforova Y.A., Moryatov A.A., Machikhin A.S., Pozhar V.E., Kozlov S.V., Zakharov V.P.** Hyperspectral in vivo analysis of normal skin chromophores and visualization of oncological pathologies // Computer optics. 2019. Vol. 43. № 4. P. 661-670. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-4- 661-670.

Grechkin B.V., Matveeva I.A.

Samara National Research University, Russia,
443086, Samara, Moscow highway, 34, E-mail: bgre4kin@yandex.ru

CLASSIFICATION OF HYPERSPECTRAL IMAGES OF SKIN NEOPLASMS USING CONVOLUTIONAL NEURAL NETWORKS

ABSTRACT

In recent years, various optical methods have gained popularity for the study of biological tissues, in particular for the study of the skin, for example, hyperspectral imaging. However, the analysis of hyperspectral images and classification are difficult due to the large amount of information contained in the hypercube. The aim of this paper is to explore the possibilities of deep learning convolutional neural networks for the classification of skin neoplasms. Hyperspectral images of malignant melanoma, pigmented nevus, etc. were studied. A hyperspectral image classifier based on the VGG-16 convolutional neural network architecture was developed. Classification case of malignant melanoma versus pigmented neoplasms was analyzed. The accuracy of classification model reaches 95%, which indicates the possibility of using convolutional neural networks for the analysis of hyperspectral skin data.

HYPERSPECTRAL IMAGING, MALIGNANT MELANOMA, CLASSIFICATION, MEDICAL DIAGNOSTICS, NEURAL NETWORKS, PIGMENTED NEVUS, SKIN CANCER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.032.26:531.717.55:616-079:616-006.81

Дерюгина В.А., Матвеева И.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Россия, 443011, Самара, ул. Московское шоссе, 34, E-mail: latoryxx@gmail.com

КЛАССИФИКАЦИЯ ДЕРМАТОСКОПИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ СВЕРТОЧНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

АННОТАЦИЯ

В данной работе рассматривается классификация дерматоскопических изображений кожных новообразований с помощью сверточных нейронных сетей. Основной целью работы является идентификация изображений злокачественных опухолей меланомы среди других кожных заболеваний. В работе использовались два набора данных. Набор дерматоскопических снимков HAM10K, находящийся в свободном доступе, был использован для обучения нейронной сети; второй набор данных был получен с помощью экспериментального образца мультиспектрального дерматоскопа. Этот набор использовался для дообучения нейронной сети. Для решения проблемы переобучения был использован метод искусственного увеличения объема набора данных. В результате обучения нейронной сети на первом наборе данных точность классификации составила более 90%, а на втором наборе данных – более 80%. Результаты показывают, что алгоритм потенциально может быть использован в качестве экспертной системы для врачей при диагностике кожных новообразований.

НЕЙРОННАЯ СЕТЬ, ДЕРМАТОСКОПИЯ, МЕДИЦИНСКАЯ ДИАГНОСТИКА, НОВООБРАЗОВАНИЕ, АУГМЕНТАЦИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Рак – одно из самых прогрессирующих заболеваний по количеству больных [1]. Современные дерматоскопы, позволяющие получить высококачественные изображения, не решают проблему диагностики. Из-за высокой вероятности метастазирования смертность от меланомы составляет около 74% [2].

Ранняя диагностика злокачественной меланомы важна, поскольку может повысить выживаемость пациентов [3]. Основным способом диагностики всех типов новообразований является визуальный осмотр дерматолога. Однако этот метод не считается надежным, поскольку внешний вид различных новообразований кожи на ранних стадиях может быть схожим. Например, злокачественная меланома в некоторых случаях напоминает пигментный невус [3, 4], поэтому точность постановки диагноза полностью зависит от квалификации специалиста и составляет 60-80%. «Золотым стандартом» диагностики новообразований называют гистологическое исследование. Оно является инвазивным, поскольку требуется биопсия. В случае злокачественной меланомы биопсия может также спровоцировать дальнейший рост опухоли [2, 3].

Дерматоскопия является одним из наиболее перспективных оптических методов диагностики кожных заболеваний. Данный прибор позволяет увеличивать изображение кожи для детального изучения структуры и патологических изменений. Данный метод безопасен и неинвазивен, позволяет определить степень риска заболевания и, при необходимости, назначить дополнительные исследования [5].

Однако анализ изображений остается нетривиальной задачей. Для анализа и классификации дермоскопических изображений в последнее время часто применяют методы машинного обучения, включая глубокое обучение [6-8].

Глубокое обучение (deep learning) – это подход к машинному обучению, который использует многослойные нейронные сети для анализа данных. Обучение таких сетей происходит с помощью обратного распространения ошибки, которое позволяет нейронной сети корректировать веса своих соединений для достижения большей точности предсказания.

Методы глубокого обучения находят широкое применение во многих областях, включая компьютерное зрение, обработку естественного языка, речевые технологии и многие другие. Глубокое обучение позволяет извлекать сложные признаки из больших объемов данных, что делает его особенно полезным для задач, в которых требуется высокая точность.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В данном исследовании использовались два набора данных дерматоскопических изображений. Первый набор данных – это свободно распространяемый набор изображений HAM10K [9]. Он содержит 1113 изображений злокачественной меланомы и 8902 изображения других новообразований, которые включают в себя кератозы, фибромы и пигментные невусы. Фактический диагноз для каждого случая был подтвержден гистологическим исследованием или на основании консенсуса дерматологов.

Так как в данном наборе данных классы являются несбалансированными, для решения этой проблемы объем изображений был увеличен при помощи различных модификаций имеющихся снимков, например: вращений, сдвигов вправо или влево и т.д.. Общее число изображений стало равным 17805.

Второй набор данных состоит всего из 314 изображений. Из-за малого количества исходных данных, изображения в выборках распределены неравномерно. В тренировочном наборе содержится 225 изображений, среди которых 70 – это злокачественные меланомы, а 155 – пигментные новообразования. В валидационной выборке находится 69 изображений, где 24 – злокачественные меланомы, а 45 – пигментные новообразования. Тестовая выборка равно поделена и включает в себя 20 изображений.

Изображения этого набора данных были получены при помощи опытного образца мультиспектрального цифрового дерматоскопа. Сбор данных для исследования проводился на базе Самарского областного клинического онкологического диспансера, а фактический диагноз для каждого случая был подтвержден гистологическим исследованием.

Все исследования проводились на пациентах старше 18 лет. Перед исследованием от всех пациентов было получено информированное согласие. Исследования были одобрены Комитетом по этике Самарского государственного медицинского университета (Самара, Россия).

Набор HAM10K применяется на первом этапе обучения нейронной сети для выявления основных признаков, на базе которых классификатор принимает решения. Далее для дообучения используется второй набор изображений. Таким образом, модель может адаптироваться к дерматоскопическим снимкам, которые отличаются ракурсами, освещением от тех, что представлены в HAM10K.

Для каждого набора данных были сформированы три выборки: тренировочная, валидационная и тестовая. Первые две выборки требуются для самого обучения модели и тестирования ее в процессе, а последний набор данных используется для контрольного тестирования уже обученной модели.

В данной работе в качестве языка программирования использовался Python. На рис. 1 показана архитектура сверточной нейронной сети, использующаяся в ходе исследования. Это стек слоев Conv2D и MaxPooling2D.

Слой сверточной нейронной сети Conv2D (Convolutional 2D) – это один из основных типов слоев в глубоком обучении, который широко используется для анализа изображений. Conv2D применяет фильтры (ядро свертки) к входному изображению (тензору) и вычисляет сумму произведений значений пикселей изображения и соответствующих весов ядра. Это позволяет обнаруживать различные особенности и закономерности в изображении, такие как границы, текстуры, шаблоны и т. д.

Основные параметры Conv2D слоя включают размер фильтра, количество фильтров, шаг свертки и тип заполнения (padding). Размер фильтра обычно выбирается как 3x3, количество фильтров определяет количество характеристик, которые будут изучаться в изображении, шаг свертки определяет на сколько пикселей фильтр будет сдвигаться на каждой итерации, а тип заполнения определяет, как будут заполняться края изображения, чтобы сохранить размеры изображения после свертки.

```
Model: "sequential_19"
_________________________________________________________________
Layer (type)                 Output Shape              Param #
=================================================================
conv2d_264 (Conv2D)          (None, 224, 224, 32)      896
_________________________________________________________________
max_pooling2d_76 (MaxPooling (None, 112, 112, 32)      0
_________________________________________________________________
conv2d_265 (Conv2D)          (None, 112, 112, 64)      18496
_________________________________________________________________
max_pooling2d_77 (MaxPooling (None, 56, 56, 64)        0
_________________________________________________________________
conv2d_266 (Conv2D)          (None, 56, 56, 128)       73856
_________________________________________________________________
max_pooling2d_78 (MaxPooling (None, 28, 28, 128)       0
_________________________________________________________________
conv2d_267 (Conv2D)          (None, 28, 28, 256)       295168
_________________________________________________________________
max_pooling2d_79 (MaxPooling (None, 14, 14, 256)       0
_________________________________________________________________
dropout_17 (Dropout)         (None, 14, 14, 256)       0
_________________________________________________________________
flatten_18 (Flatten)         (None, 50176)             0
_________________________________________________________________
dense_50 (Dense)             (None, 256)               12845312
_________________________________________________________________
dense_51 (Dense)             (None, 2)                 514
=================================================================
Total params: 13,234,242
Trainable params: 13,234,242
Non-trainable params: 0
_________________________________________________________________
```

Рис 1. Архитектура сверточной нейронной сети

Conv2D слой обычно используется в сочетании с другими типами слоев, такими как MaxPooling, Flatten и Dense, для построения полносвязных нейронных сетей.

Слой сверточной нейронной сети MaxPooling2D (Max Pooling 2D) – это слой, который обычно используется в сверточных нейронных сетях после Conv2D слоя для уменьшения размерности изображения и извлечения наиболее значимых функций.

MaxPooling2D разбивает входное изображение (тензор) на несколько непересекающихся окон фиксированного размера и выбирает максимальное значение из каждого окна. Это приводит к уменьшению размерности изображения, сохраняя при этом наиболее значимые функции.

Основные параметры MaxPooling2D слоя - размер окна и шаг смещения окна. Размер окна определяет, сколько пикселей будет использоваться в каждом окне, а шаг смещения определяет, на сколько пикселей окно будет смещаться на каждом шаге.

MaxPooling2D слой может использоваться несколько раз в нейронной сети, чтобы дополнительно уменьшить размерность изображения и извлечь более высокоуровневые функции. Однако, частое использование MaxPooling2D может привести к потере информации.

В исследовании слои Conv2D и MaxPooling2D чередуются 4 раза, а затем трехмерный тензор передается на вход полносвязной классифицирующей сети, т.е. на стек слоев Dense. На этом этапе трехмерный тензор преобразуется в одномерный [10].

Обучение и тестирование нейронной сети проводилось на компьютере, оснащенном процессором Intel(R) Core (TM) i7-10700KF 3,80 ГГц, видеокартой NVIDIA GeForce RTX 3080 и 32 ГБ оперативной памяти.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Метрики для машинного обучения используются для оценки качества моделей машинного обучения в решении конкретных задач. Они помогают понять, насколько хорошо модель работает, и сравнить ее с другими моделями для выбора наилучшей.

Кроме того, метрики могут использоваться для настройки гиперпараметров модели и для отладки. Например, если модель дает плохие результаты, анализ метрик может помочь идентифицировать слабые стороны модели и улучшить ее.

Для оценки качества обучения сверточной нейронной сети для классификации дерматоскопических изображений были использованы метрики accuracyи crossentropyloss.

Метрика accuracy (точность) – это одна из основных метрик для задач классификации в машинном обучении. Она измеряет долю правильных ответов модели среди всех примеров в наборе данных.

Cross-entropyloss (кросс-энтропийная ошибка) измеряет разницу между предсказанным распределением вероятности и фактическим распределением вероятности. Она обычно используется как функция потерь в процессе обучения модели. Функция потерь возвращает значение ошибки, которое модель стремится минимизировать в процессе обучения.

Кросс-энтропийная ошибка является более информативной метрикой, чем accuracy, особенно для задач с несбалансированными классами. Она учитывает степень уверенности модели в своих предсказаниях. В результате обучения нейронной сети на первом наборе данных HAM10K был получен график точности классификации модели, представленный на рис. 2.

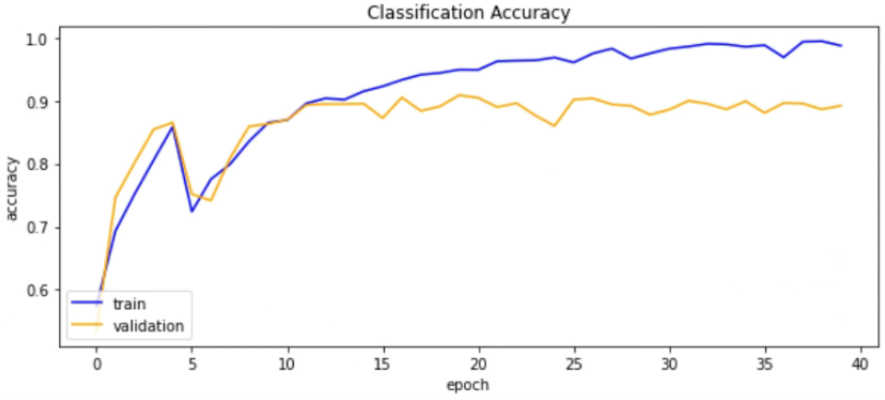


Рис 2. Точность классификации модели нейронной сети на первом наборе изображений (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

На этапе обучения была достигнута точность равная 90%. Как видно из рисунка 2 графики начинаются расходиться после 12 эпохи, что может свидетельствовать о переобучении модели. Точность классификации модели на валидационной выборке перестает увеличиваться так же после 12 эпохи. График функции потерь для обучения на первом наборе данных представлен на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что на этапе 12 эпохи, графики функции потерь для тренировочной выборки и для валидационной выборки начинаются расходиться. Это подтверждает, высказанное ранее предположение о том, что нейронная сеть начинает переобучаться. Для того, чтобы избежать влияния эффекта переобучения на дальнейший ход исследования, модель нейронной сети была обучена на 12 эпохах, а после сохранена для последующего дообучения на втором наборе изображений, полученных при помощи мультиспектрального цифрового дерматоскопа.

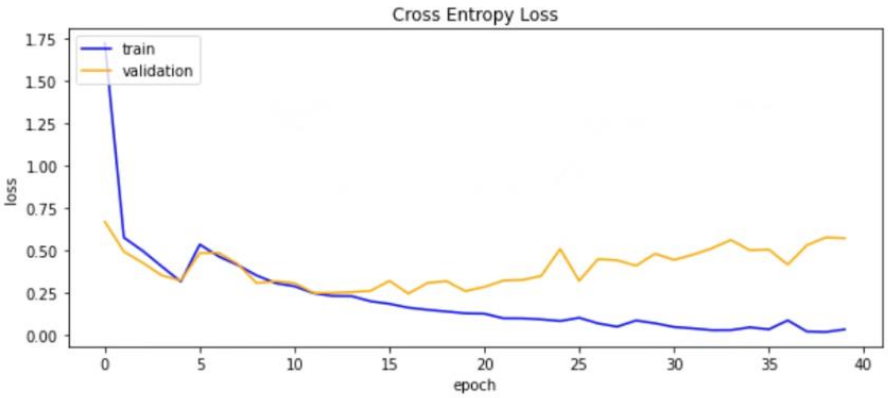


Рис 3. График функции потерь модели нейронной сети на первом наборе изображений (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

График точности классификации нейронной сети после этапа дообучения на втором наборе дерматоскопических изображений представлен на рис. 4.

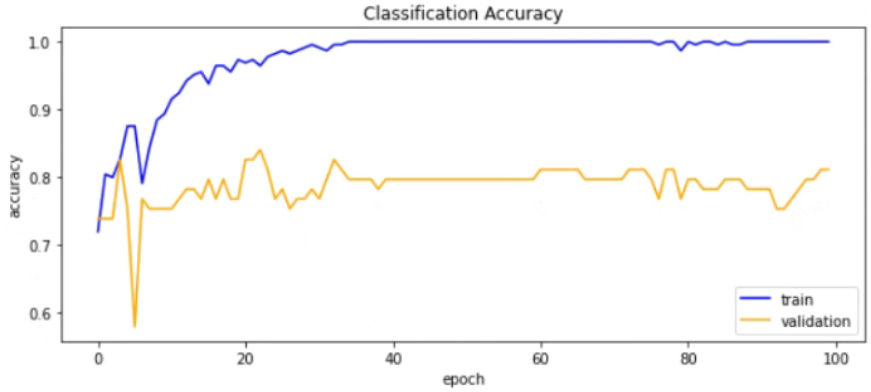


Рис 4. Точность классификации модели нейронной сети на втором наборе изображений (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

Исходя из рисунка 4, можно сделать вывод о том, что из-за малого объема выборки модель обучается плохо. Точность классификации практически не изменяется на протяжении всех 100 эпох. Так как метрика accuracy может быть менее значимой в случаи с неравными классами, рассмотрим график функции потерь, представленный на рис. 5.

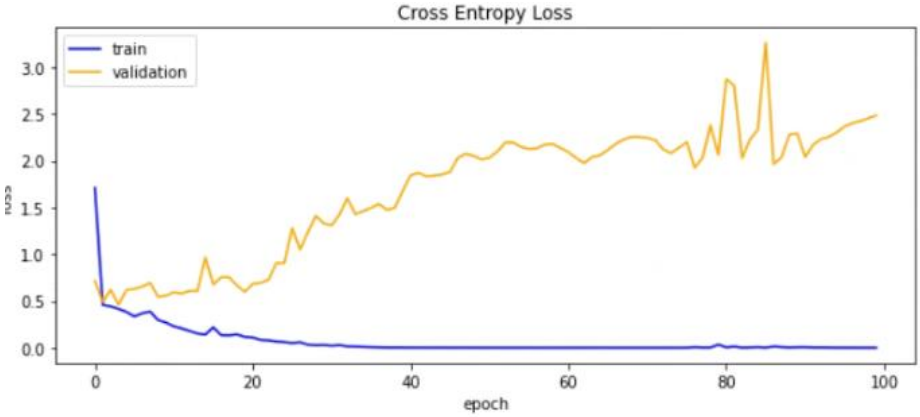


Рис 5. График функции потерь модели нейронной сети на втором наборе изображений (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

На рис. 5 видно, что модель стремительно начинается переобучаться на начальных эпохах. Данный вывод можно сделать исходя из того, что графики начинают расходиться.

Точность, достигнутая на этапе обучения сверточной нейронной сети на втором наборе изображений равна 75%.

Для того, чтобы избавиться от эффекта переобучения можно использовать метод аугментации. Аугментация – это один из способов улучшения качества обучения нейронных сетей. Такой метод может быть особенно полезен в случаях, когда доступные данные ограничены. В контексте обработки изображений, аугментация может включать изменение яркости, контраста, насыщенности и тонов изображения, повороты, изменение размеров, обрезку, добавление шума, искажение и другие техники.

В нашем исследовании объем данных был расширен при помощи случайных поворотов изображений, смещений по горизонтали и вертикали, изменения масштаба, сдвигового преобразования, переворачивания половины изображения по горизонтали и т.д.

После применения метода аугментации были получены следующие результаты. График точности классификации изображений приведен на рис. 6.

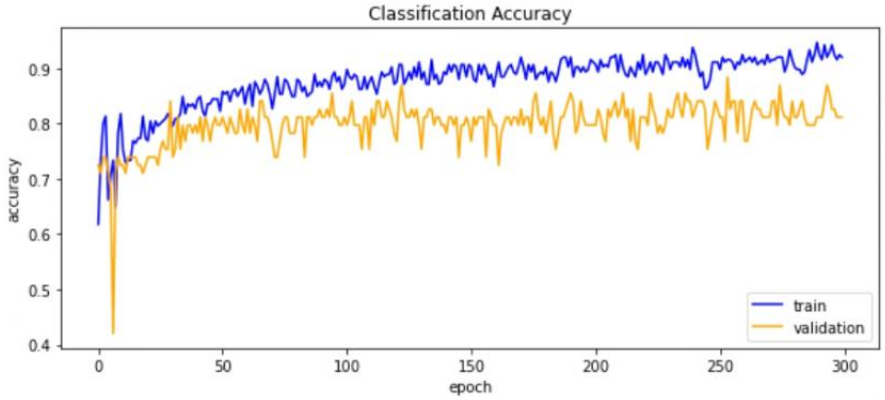


Рис 6. Точность классификации модели нейронной сети на втором наборе изображений с применением аугментации (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

Сверточная нейронная сеть обучалась на протяжении 300 эпох. Из рисунка 6 можно видеть, что графики для валидационной и тренировочной выборок продолжают возрастать на всех этапах обучения. Для того, чтобы лучше оценить модель, используем вторую метрику. Она будет являться более информативной, так как классы неравные.

График функции потерь при обучении сверточной нейронной сети на втором наборе изображений с применением метода аугментации представлен на рис. 7.

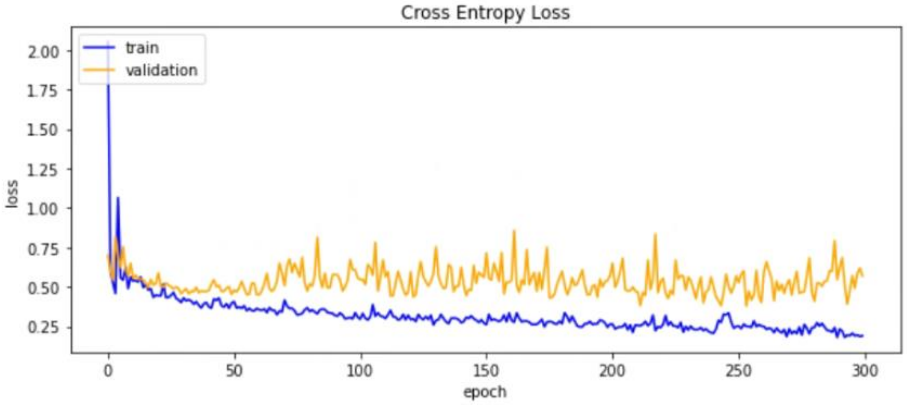


Рис 7. График функции потерь модели нейронной сети на втором наборе изображений с применением аугментации (синий график – тренировочная выборка, желтый график – валидационная выборка)

Из рис. 7 видно, что высказанное ранее предположение верно, так как функция потерь на валидационном наборе изображений не увеличивается на протяжении 300 эпох. Таким образом, можно сделать вывод о том, что применение метода аугментации помогает избежать

влияния эффекта переобучения. Точность классификации на тестовом наборе изображений составила 80%, что превысило точность, полученную во время тестирования модели, обученной на том же наборе данных без искусственного увеличения объема.

Уменьшение точности по сравнению с результатами, полученными при обучении модели с помощью набора HAM10K, свидетельствует о том, что нейронная сеть адаптировалась ко второму набору данных. Так же уменьшение точности может быть обусловлено тем, что тестовая выборка второго набора данных существенно меньше тестовой выборки в HAM10K (20 изображений и 3562 изображения). Для более достоверной оценки качества модели необходимо использовать больший объем тестовой выборки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Классификация дерматоскопических изображений с помощью сверточной нейронной сети – это важная задача в области медицинского машинного обучения. Данный алгоритм позволяет автоматически определять типы кожных заболеваний на основе визуальных признаков, что может значительно повысить точность диагностики и ускорить процесс обследования пациентов.

Обучение сверточных нейронных сетей требует достаточно большого набора данных. Однако, несмотря на использование небольшого количества изображений в данном исследовании, была достигнута точность обучения более 80%, что говорит о том, что алгоритм имеет потенциал для использования в качестве экспертной системы для врачей при диагностике кожных новообразований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Cancer** [Electronic resource]. — Access mode: https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/cancer (21.04.2023).
2. **Melanoma Skin Cancer** [Electronic resource]. — Access mode: https://www.cancer.org/cancer/melanoma-skin-cancer.html (22.04.2023)
3. **Friedman R. J., Rigel D. S., Kopf A. W**. Early detection of malignant melanoma: the role of physician examination and self-examination of the skin // CA: a cancer journal for clinicians. 1985. Vol. 35(3). P. 130-151.
4. **Козлов, С.В., Неретин Е.Ю.** Особенности заболеваемости меланомой кожи в Самарской области // Евразийский онкологический журнал. 2014. № 1. С. 114.
5. **Pagnanelli G., et al.** Diagnosis of pigmented skin lesions by dermotoscopy: web-based training improves diagnostic performance of non-experts // British Journal of Dermatology, 2003. №148(4), С. 698-702.
6. **Myakinin O.O. et al.** Dermoscopy analysis of RGB-images based on comparative features // Applications of Digital Image Processing XXXVIII. SPIE, 2015. Vol. 9599. P. 694-700.
7. **Гаврилов Д.А. и др**. Автоматизированная диагностика меланомы кожи на основе атематической модели искусственной сверточной нейронной сети // Research'nPracticalMedicine Journal. 2018. Т. 5, № 3. С. 110-116.
8. **Bratchenko I.A., Bratchenko L.A., Khristoforova Y.A. et al.** Classification of skin cancer using convolutional neural networks analysis of Raman spectra // Computer Methods and Programs in Biomedicine 2022. Vol. 219.
9. Skin Cancer MNIST: HAM10000 [Electronic resource]. Access mode: https://www.kaggle.com/datasets/kmader/skin-cancer-mnist-ham10000 (23.04.2023).
10. **Шолле Франсуа** Глубокое обучение на Python. СПб.: Питер, 2018. 400 с.

Deryugina V.A., Matveeva I.A.

Samara National Research University named after Academician S.P. Korolev, Russia, 443011, Samara, 34 MoskovskoeShosse St., E-mail: latoryxx@gmail.com

CLASSIFICATION OF DERMATOSCOPIC IMAGES USING CONVOLUTIONAL NEURAL NETWORK

ABSTRACT

This paper is devoted to the classification of dermatoscopic images of skin neoplasms using convolutional neural networks. The main purpose of the paper is to identify images of malignant melanoma tumors among other skin diseases. Two datasets were used in the work. A freely available set of dermatoscopic images HAM10K was used for training the neural network; the second data set was obtained from an experimental multispectral dermatoscope. This set was used to retrain the neural network. To solve the retraining problem, a method of artificially increasing the size of the dataset was used. The neural network training resulted in a classification accuracy of over 90% on the first dataset and over 80% on the second dataset. The results show that the algorithm can potentially be used as an expert system for physicians in the diagnosis of skin neoplasms.

NEURAL NETWORK, DERMATOSCOPY, MEDICAL DIAGNOSIS, NEOPLASM, AUGMENTATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 606

Куликова Е.Д.[1, 2], Гурылева А.В.[1], Толданов А.В.[3], Свистушкин В.М.[3]

[1] Научно-технический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15, E-mail: guryleva.av@ntcup.ru
[2] Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5к1
[3] Первый московский государственный медицинский университет имени И. М. Сеченова, Россия, 119435, Москва, Большая Пироговская ул., 6 с.1

АНАЛИЗ РАНЕВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТОНЗИЛЛЯРНЫХ НИШ НА ОСНОВЕ КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

АННОТАЦИЯ

Хронический тонзиллит является распространенным заболеванием, вызванным бактериальными или вирусными инфекциями. Наиболее значимым осложнением тонзиллэктомии, показанной больным хроническим тонзиллитом, является послеоперационное кровотечение. Для его профилактики обязателен регулярный контроль заживления ран в полости рта. Существующие методы контроля раневого процесса тонзиллярных ниш отличаются либо низкой производительностью, либо значительной зависимостью точности от опыта врача. При этом характеристики микроциркуляции, в том числе перфузия, в мягком небе и миндалинах могут быть ценными диагностическими параметрами при контроле восстановления слизистой оболочки полости рта. Ранее нами был предложен оптический метод неинвазивного мониторинга микроциркуляторной перфузии в полости рта с помощью разработанной системы фотоплетизмографии на основе эндоскопа и монохромной камеры. Такой подход позволяет получить изменение перфузии во времени для каждой точки изображения. При этом основным ограничением является снижение точности результатов из-за неизбежных смещений пациента относительно поля зрения в процессе съемки. Указанное ограничение может быть преодолено с помощью покадрового совмещения изображений, однако это требует значительного времени и вычислительной мощности. В настоящей работе мы предлагаем модификацию системы фотоплетизмографии и алгоритм обработки регистрируемых изображений, которые позволяют получать фотоплетизмограмму гиперемированной области раневой поверхности на основе цветового анализа без проведения процедуры совмещения. Алгоритм предполагает покадровое автоматизированное выделение воспаленной области на основе комбинации каналов RGB камеры и последующий расчет в пределах выделенной области средней интенсивности пикселей, характеризующей перфузию. Предложенный подход был апробирован на пациентах после тонзиллэктомии, и продемонстрировано уменьшение помех сигнала ФПГ, связанных со смещением области измерения, относительно выделения оператором области расчета средней интенсивности на первом кадре. Использование разработанного алгоритма для получения фотоплетизмограммы обеспечивает значительное

сокращение времени вычислений относительно применения совмещения изображений и впоследствии позволит реализовать измерения в режиме реального времени.

ПЕРФУЗИЯ, ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЯ, СЛИЗИСТАЯ ОБОЛОЧКА ПОЛОСТИ РТА, ЭНДОСКОП, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ТОНЗИЛЛЯРНЫЕ НИШИ

ВВЕДЕНИЕ

Тонзиллит является воспалительным процессом, проходящим в миндалинах и отличающимся возможностью появления множества осложнений в отсутствие своевременного лечения [1]. При определенных формах тонзиллита рекомендуется проводить хирургическое вмешательство по удалению небных миндалин – тонзиллэктомию. Самым опасным постоперационным осложнением тонзиллэктомии является вторичное кровотечение [2], для предотвращения которого необходим регулярный контроль процесса заживления слизистой.

Для бесконтактной, производительной и объективной диагностики раневой поверхности набирают популярность неинвазивные оптические методы. К таким методам относится лазерная допплеровская визуализация перфузии [3], лазерная спекл-диагностика [4], методы анализа хемилюминесценции [5], автофлуоресценции [6], конфокальная лазерная эндомикроскопия [5] и т.д. Перечисленные подходы к контролю состояния слизистой подразумевают сложную организацию регистрации данных, введение в ткани дополнительных веществ, либо обладают недостаточной чувствительностью и точностью.

Одним из методов оценки состояния мягких тканей слизистых является фотоплетизмография. Фотоплетизмография основана на регистрации в течение ограниченного времени и последующем анализе изображений исследуемой ткани, позволяющем оценить изменение во времени объема крови в микроциркуляторном русле исследуемой ткани, или перфузию [7]. Интенсивность пикселей последовательности изображений зависит от количества отраженного от ткани излучения, изменяющегося в зависимости от объема протекающей крови и, как следствие, оптической плотности. Фотоплетизмография является простым в технической реализации, достаточно чувствительным и быстрым методом [8], а ее основным недостатком является сильная зависимость от артефактов движения объекта в кадре.

Коррекция смещений от кадра к кадру может быть осуществлена с использованием совмещения изображений [9]. Такой метод позволяет получать качественный периодический сигнал в каждом пикселе, однако совмещение требует значительного количества времени, и, значит, снижает производительность метода и оперативность получения результатов. Для устранения указанного недостатка в настоящей работе предлагается использовать покадровый колориметрический анализ. Ранее было показано, что воспаленные ткани, а также ткани с разной оксигенацией, могут быть разделены на основе комбинации изображений в разных спектральных каналах, в том числе каналах цветной камеры [10, 11]. Применение такого подхода к каждому кадру может позволить выделить одни и те же области слизистой на изображениях, вне зависимости от их расположения в кадре, и проводить расчет фотоплетизмограммы (ФПГ) в пределах выделенных областей при сохранении высокой скорости обработки.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Экспериментальная установка и регистрация данных

Ключевым элементом системы для количественной оценки и визуализации перфузии тканей является жесткий эндоскопический зонд, оснащенный двумя светодиодами на дистальном конце общей мощностью 5 Вт. Эндоскоп имеет угловое поле 60°, диаметр 12 мм и длину 300 мм. Для регистрации изображений были использован согласующий объектив с

фокусным расстоянием 35 мм и RGB камера с КМОП-матрицей разрешением 1920×1080 пикселей и размером пикселя 3,45×3,45 мкм. Для удобства позиционирования система устанавливалась на штативе, обеспечивающим свободное перемещение во всех плоскостях и надежную фиксацию в определенном положении во время съемки (рис. 1).

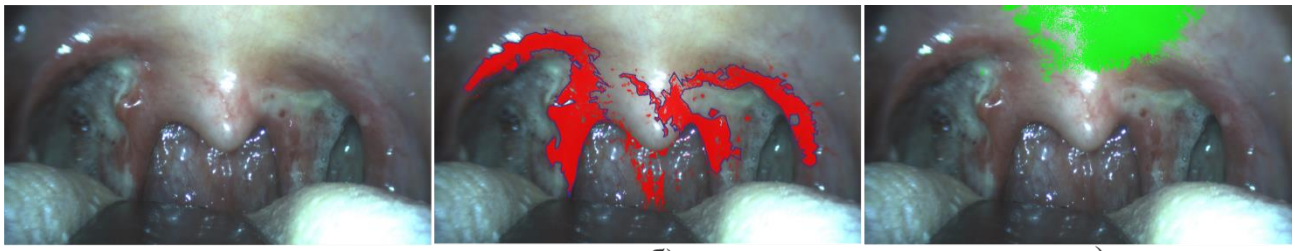
Съемки тонзиллярных ниш пациентов после тонзилэктомии проводились на 1-й, 4-й и 7- й дни после операции. Пациент располагался в кресле с подголовником в комфортном положении, обеспечивающем малые смещения объекта от кадра к кадру, язык фиксировался ЛОР-шпателем, чтобы обеспечить больший обзор тонзиллярных ниш. Далее в ротовую полость вводился зонд на 10–20 мм и осуществлялась съемка в течение 15 секунд с частотой кадров 70 Гц. Зарегистрированные изображения далее обрабатывались в MATLAB.

Обработка сигнала

Первым этапом обработки последовательности зарегистрированных изображений, состоящей из 1050 кадров, являлась цветокоррекция. На основе комбинации интенсивностей трех различных каналов мы получали изображения, однозначно выделяющие гиперемированные, отечные области слизистой или здоровые ткани. Далее проводилось усреднение интенсивности пикселей, находящихся в пределах выделенной области. Такое вычисление осуществлялось последовательно для каждого кадра, при этом формировался одномерный временной сигнал, состоящий из значений средних интенсивностей. Количество точек кривой соответствовало количеству кадров, а их положение на временной оси определялось временем регистрации соответствующего кадра. Полученный сигнал проходил частотную фильтрацию в диапазоне 0,1–5 Гц для выделения компоненты, относящейся к деятельности сердечно-сосудистой системы. Отфильтрованный сигнал представлял собой ФПГ.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование проводилось на пациентах Клиники болезней уха, горла и носа Первого московского государственного медицинского университета имени И. М. Сеченова. На рисунке представлены результаты применения колориметрической обработки изображения тонзиллярных ниш пациента после тонзилэктомии на 7-й день.



а) б) в)

Рис.1. Исходное изображение а) и наложение маски, выделяющей гиперемированные б) и здоровую в) области слизистой

Эффективность проведения покадрового колориметрического анализа проанализирована на основе сравнения Фурье-спектра двух ФПГ (рис. 2д). Исходный сигнал (рис. 2а) и ФПГ (рис. 2в) получены с помощью автоматизированного покадрового расчета маски гиперемированной области, обозначенной красным на рисунке 1. Исходный сигнал и ФПГ на рис. 2б, г, соответственно, рассчитаны по усреднению пикселей в каждом кадре в пределах маски гиперемированной области первого кадра последовательности (обозначено синим на рис. 1). Такой выбор маски соответствует выделению зоны воспаления, проведенному вручную.

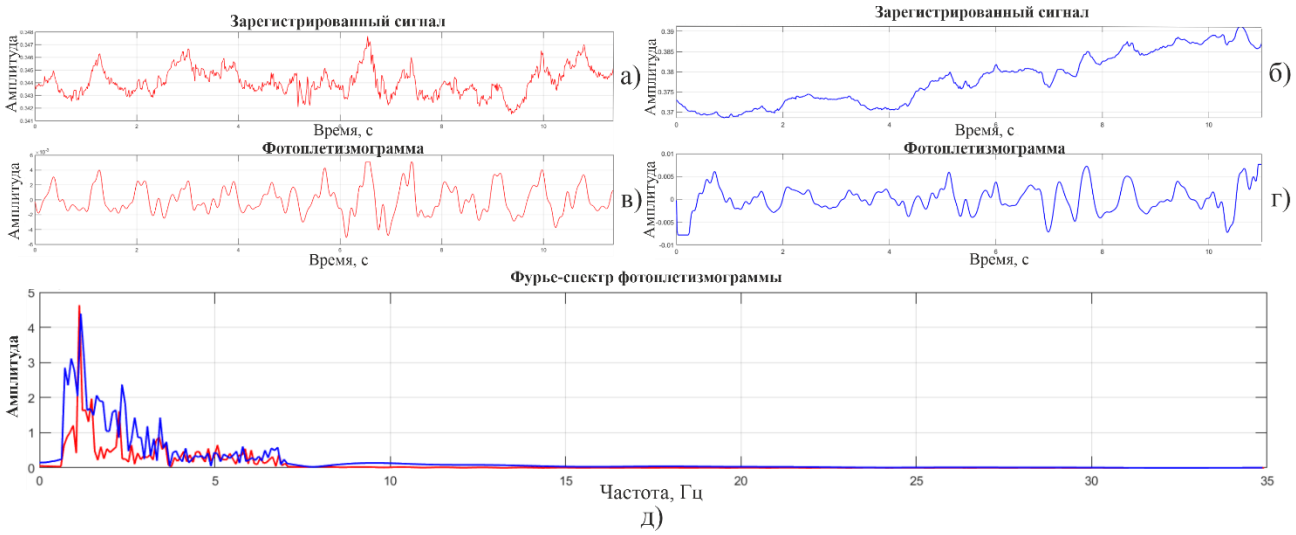


Рис.2. Иллюстрация исходных сигналов а), б), фотоплетизмограмм в), г), а также Фурье-спектров при покадровом автоматизированным (красные кривые) и единичным ручном (синие кривые) выделении области гиперемии д)

Автоматизированный покадровый выбор позволяет снизить амплитуду шумовых частот ФПГ, при этом такой анализ требует минимальных временных затрат и впоследствии может быть реализован в режиме реального времени. В работе также было проведено сравнение амплитуд ФПГ здоровой и воспаленной области. Амплитуда ФПГ гиперемированной области оказалась больше, чем для здоровой, в среднем в 1,2 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод регистрации и обработки изображений, позволяющий получать ФПГ гиперемированной и неповрежденной поверхностей слизистой оболочки. Алгоритм обработки основан на цветовом анализе изображений и обеспечивает уменьшение помех сигнала ФПГ, в первую очередь обусловленных неизбежными смещениями пациента относительно поля зрения в процессе съемки, из регистрируемого сигнала без проведения покадрового совмещения изображения. Предложенный подход обеспечивает производительный анализ перфузии тканей слизистых оболочек полости рта и дифференциацию раневой и здоровой поверхности. Потенциальная возможность организации обработки в режиме реального времени и простота аппаратного обеспечения может позволить дополнить существующие методы диагностики слизистых тканей, применяемые в клинической практике, в том числе интераоперационно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гуров А. В., Мужичкова А. В., Келеметов А. А.** Актуальные вопросы лечения хронического тонзиллита // Медицинский совет. 2021. №. 6. С. 67-73.
2. **Лопатин А. С., Чучуева Н. Д.** Кровотечение после тонзиллэктомии: анализ распространенности и факторов риска // Вестник оториноларингологии. 2013. №. 3. С. 71-75.

3. **Kamshilin A. A. et al**. Imaging photoplethysmography as an easy-to-use tool for monitoring changes in tissue blood perfusion during abdominal surgery // Scientific Reports. 2022. Т. 12. №.1. С. 1143.
4. **Boas D. A., Dunn A. K.** Laser speckle contrast imaging in biomedical optics // Journal of biomedical optics. 2010. V. 15. №. 1. P. 011109-011109-12.
5. **Liu D. et al.** Non-invasive techniques for detection and diagnosis of oral potentially malignant disorders // The Tohoku journal of experimental medicine. 2016. V. 238. №.2. P. 165-177.
6. **Kim D. H., Kim S. W., Hwang S. H.** Efficacy of non-invasive diagnostic methods in the diagnosis and screening of oral cancer and precancer // Brazilian Journal of Otorhinolaryngology. 2022. V. 88. P. 937-947.
7. **Volkov I. Y., Sagaidachnyi A. A., Fomin A. V.** Photoplethysmographic imaging of hemodynamics and two-dimensional oximetry // Optics and Spectroscopy. 2022. P. 1-18.
8. **Moço A., Verkruysse W.** Pulse oximetry based on photoplethysmography imaging with red and green light: Calibratability and challenges // Journal of clinical monitoring and computing. 2021. V. 35. №.1. P. 123-133.
9. **Guryleva A. et al.** Microcirculatory Perfusion Imaging of the Soft Palate and Tonsils // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). IEEE, 2022. P. 1-3.
10. **Узкоспектральная эндоскопия** [Электронный ресурс] URL: https://www.hospitalfts.ru/patients/diagnostics/details/uzkospektralnaya_endoskopiya/ (Дата обращения: 24.02.2023).
11. **Olympus** [Электронный ресурс] URL: https://www.olympus-russia.com/medical/ru (Дата обращения: 24.02.2023).

Kulikova Y.D.[1, 2], Guryleva A.V.[1], Toldanov A.V.[3], Svistushkin V.M.[3]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, Russia
117342, Moscow,Butlerova st., 15, E-mail: guryleva.av@ntcup.ru
[2] Department of Laser and Optic-Electronic Devices Bauman Moscow State Technical University, Russia
105005, Moscow, 2-ya Baumanskaya, 5/1
[3] Department for ENT Diseases Sechenov University, Russia
119435, Moscow, Bolshaya Pirogovskaya st., 6/1

TONSILLAR NICHES WOUND SURFACE ANALYSIS BASED ON COLORIMETRIC IMAGE PROCESSING

ABSTRACT

Chronic tonsillitis is a common disease caused by bacterial or viral infections. Postoperative bleeding is the most significant complication of tonsillectomy indicated for patients with chronic tonsillitis. Regular wound healing monitoring in the oral cavity is required for bleeding prevention. Existing methods of the tonsillar niches wound process monitoring are characterized by either low productivity or a significant dependence of accuracy on the doctor's experience. Microcirculation characteristics, including perfusion, in the soft palate and tonsils can be valuable diagnostic parameters in the recovery of the oral mucosa monitoring. Previously, we proposed an optical method for non-invasive monitoring of the developed photoplethysmography system based on an endoscope and a monochrome camera. This approach makes it possible to obtain perfusion change over time for each image point. The decrease of the result accuracy due to the inevitable patient's displacements relative to the field of view during the shooting process is the main limitation. This limitation can be overcome by frame-by-frame image matching, however, it requires significant time and computational power. In this article, we propose a photoplethysmography system modification and an image processing algorithm to obtain photoplethysmogram of the wound hyperemic area. It is based on color analysis and implemented without performing a matching procedure. The algorithm involves frame-by-frame automated inflamed area selection based on a combination of RGB camera channels, and subsequent calculation within the selected area of the average pixel intensity characterizing perfusion. The proposed approach was tested on patients after tonsillectomy. A photoplethysmogram signal frequency spread decrease relative to manual selection of the average intensity calculation area on the first frame was demonstrated. The developed algorithm for obtaining a photoplethysmogram provides a significant calculation time reduction, and subsequently will allow to implement real-time measurements.

PERFUSION, PHOTOPLETHYSMOGRAPHY, ORAL MUCOSA, ENDOSCOPE, VISUALIZATION, TONSILLAR NICHES

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 606

Габриелян Г.А.[1], Гурылева А.В.[2]*, Куликова Е.Д.[2,3], Волков М.В.[2,4], Орлова Е.В.[1], Смирнова Л.М.[1], Секачева М.И.[1]

[1] ФГАОУ ВО Первый МГМУ имени И. М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский Университет)
[2] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН; ул. Бутлерова, д.15, Москва, Россия, 117342;
[3] МГТУ им. Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д.5, Москва, Россия, 105005;
[4] Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, Россия, 197101

НЕИНВАЗИВНЫЙ МЕТОД ВЫСОКОКОНТРАСТНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ КАПИЛЛЯРНОЙ СЕТИ ОПУХОЛЕЙ КОЖИ НА ОСНОВЕ ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИИ

АННОТАЦИЯ

Архитектоника микроциркуляторного русла имеет большое значение в дифференциальной диагностике злокачественных и доброкачественных новообразований кожи. Наиболее распространенным в клинической практике методом определения сосудистых структур является дерматоскопия. Однако, малая контрастность сосудов, особенно на ранних стадиях развития опухоли, и, как следствие, сложность интерпретации данных дерматоскопии, приводят к тому, что правильность постановки диагноза во многом зависит от навыков и наличия значительного практического опыта работы у врача. В настоящей работе предложены и экспериментально апробированы метод и макет установки высококонтрастной визуализации сосудистых структур новообразований кожи на основе видеокапилляроскопии. С помощью разработанного метода получены высококонтрастные сосудистые рисунки тканей базальноклеточного рака кожи с характерной для такого заболевания морфологией, что подтверждает возможность применения видеокапилляроскопического исследования в качестве дополнения к существующим диагностическим методам. Макет установки отличается простотой технической реализации и обеспечивает проведение измерений в произвольной части тела. Кроме того, предложенный метод позволяет визуализировать сосудистый рисунок не только в области опухоли, но и в окружающих ее тканях, что повышает его диагностическую ценность по сравнению с дерматоскопией.

БАЗАЛЬНОКЛЕТОЧНЫЙ РАК, БАЗАЛЬНОКЛЕТОЧНАЯ КАРЦИНОМА, БАЗАЛИОМА, ДЕРМАТОСКОПИЯ, НЕИНВАЗИВНЫЕ МЕТОДЫ, ВИДЕОКАПИЛЛЯРОСКОПИЯ, ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА

ВВЕДЕНИЕ

Базальноклеточный рак (БКР), или базалиома - наиболее часто встречаемая опухоль в практике дерматолога и онколога. «Золотым стандартом» диагностики базалиомы являются цитология соскоба и патоморфологическое исследование, основными недостатками которых является некачественный забор материала и ятрогенная травма. Значение сосудистых структур в онкогенезе объясняются патогенетическими характеристиками опухолей.

Ведущее место в практической медицине для определения сосудистых структур при БКР занимает дерматоскопия [1], [2], для которой наиболее подробно описаны диагностические критерии [3], [4]. Малая контрастность сосудов, визуализируемая при дерматоскопии, особенно на ранних стадиях развития опухоли, и, как следствие, сложность интерпретации данных, приводят к тому, что правильность постановки диагноза во многом зависит от навыков и наличия значительного практического опыта работы у врача.

Более точными методами определения сосудистых структур являются высокочастотная ультразвуковая [5] и фотоакустическая визуализация [6], оптическая когерентная томография [7], видеокапилляроскопия [8] и т. д. Недостатками существующих методов является необходимость использования подкрашивающих веществ, высокая чувствительность к движениям пациента, а также ряд методов не применялся к кожным покровам. Видеокапилляроскопия свободна от перечисленных недостатков и отличается простотой реализации программно-аппаратной части метода, однако не применялась для диагностики БКР.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Протокол эксперимента

Для визуализации капиллярной сети опухолей кожи нами была разработана экспериментальная установка, основой которой является микроскоп с большим рабочим расстоянием, составляющим около 70 мм на увеличении 1,5$^{\times}$. Микроскоп был оснащен скоростной цифровой RGB-камерой с КМОП-матрицей, подключаемой к компьютеру через Ethernet порт. Тубус микроскопа для удобства трехмерного позиционирования и фокусировки устанавливался на штатив с пятью степенями свободы. Освещение исследуемой зоны осуществлялось зеленым светодиодным источником излучения, оснащенным конденсорной линзой и источником питания для плавной регулировки интенсивности. Для обеспечения равномерного качества карты сосудов по всему кадру поверхность кожи выравнивалась при помощи стеклянной пластины толщиной 2,5 мм.

Пациент размещался на кушетке в удобном и стабильном положении. Исследуемое образование протиралось спиртовой салфеткой, покрывалось небольшим количеством медицинского геля и накрывалось выравнивающим стеклом. Далее проводились наведение и фокусировка на выровненную площадку. Размер линейного поля зрения в пространстве предметов составлял 2×1,5 мм. Съемка проводилась в течение 20 секунд с частотой кадров 60 Гц.

Цифровая обработка данных

Каждая серия записи включала в себя 1000 кадров размеров 1500×1000 кадров с разрядностью 12 бит. Обработка проводилась с помощью программного обеспечения, написанного в MATLAB и построенного на основе описанных ранее подходов к получению сосудов и других гемодинамических данных [9], [10]. Основными этапами алгоритма является улучшение изображений, их покадровое совмещение, пространственно-частотный анализ и последующая визуализация распределения капиллярной сети.

Улучшение изображений заключалось в коррекции чувствительности приемника излучения, повышения контраста изображения и коррекции неравномерности освещенности. Для устранения неравномерности чувствительности была записана серия изображений белой однородной пластины, находящейся вне фокуса микроскопа и смещаемой в процессе съемки. Далее была получена и применена к исходным изображениям карта чувствительности сенсора используемой цифровой камеры, что позволило снизить шумовые артефакты на итоговой карте сосудов. Для повышения контраста диапазон значений интенсивностей изображений был расширен до значений от 0 до 1. Неравномерность освещенности компенсировалась вычитанием из каждого кадра его низкочастотной компоненты, полученной с помощью сглаживания исходного изображения фильтром Гаусса.

Для построения карты сосудов проводилась совместная обработка изображений с получением временного сигнал в каждом пикселе и выделением относящихся к сосудам пикселей по характерным для сердечно-сосудистой системы частотам сигнала. Аппаратно неустранимые смещения исследуемого участка кожи в поле зрения из-за дыхания, сердцебиения и непроизвольный движений пациента затрудняли совместную обработку, поэтому после повышения контраста и корректировки неравномерности чувствительности приемника излучения и освещенности к изображениям применялась процедура покадрового совмещения. Совмещение было реализовано с помощью алгоритма *GeFolki* [8], основывающегося на корреляционном анализе блоков соседних изображений.

Совмещенные и улучшенные изображения содержали неизменную во времени компоненту, относящуюся к структуре коже и пигментации, и смещающиеся от кадра к кадру в пределах сосудов частицы кровотока. Выделение изображений кровотока были обеспечены вычитанием из каждого кадра изображения, усредненного за значительно превышающее цикл сердцебиения время. Полученная последовательность далее подвергалась пространственно-частотному анализу.

Характерные для сердечно-сосудистой системы частоты сигнала лежат в диапазоне от 0,3 до 7 Гц. Фильтрация в частотной области временного сигнала каждого пиксела в указанном диапазоне позволили получить последовательность кадров, в которых отличаются значительно изменяющейся во времени интенсивностью только пиксели, относящееся к сосудам. Попиксельный расчет стандартного отклонения обеспечил получения изображения с белыми пикселями капиллярной сети на темном соответствующем бескровной области фоне, или контрастную карту сосудов.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментально метод высококонтрастной визуализации сосудов базалиомы был апробирован на пациентах с диагнозом, подтвержденным цитологическим исследованием и патоморфологическим заключением. Для каждого пациента была сделана цветная фотография очага, снимок изображения с дерматоскопа, а также получены карта сосудов некоторых областей очага, и ее наложение на черно-белое изображений с микроскопа. Примеры полученных изображений показаны на рисунке 1.

На рисунке 1а приведены данные съемки пациента с рецидивом базалиомы в рубце на месте удаления спустя 2 года. Пациенту была произведена инцизионная биопсия первичного очага с последующим патоморфологическим исследованием, по результатам которого клинический диагноз БКР был подтвержден. Спустя год было замечено появление розового пятна на месте рубцовой ткани, проведено цитологическое исследование с обнаружением базалоидных клеток в соскобе. В ходе дерматоскопии определяется гомогенная зона с вторичной пигментацией, в центральной части очага - атрофия кожи, справа от которой - два розовых очага. Визуализация сосудистых структур в очаге затруднительна, определяются неспецифичные для базалиомы единичные, точечные сосуды (рис. 1а.I). Однако, на карте сосудистой сети в области, обозначенной синим прямоугольником, прослеживается линейное, петлеобразное строение сосудов по типу «шпильки» (рис. 1а.II), что отражает инвазию

опухоли в очаге. В обозначенной желтым на рисунке 1а зоне определяются линейные, скрученные – гломерулярные – сосудистые структуры (рис. 1а.III). Пациентке проведено тотальное иссечение очага с последующим патоморфологическим исследованием, по результатам которого диагноз БКР был подтвержден.

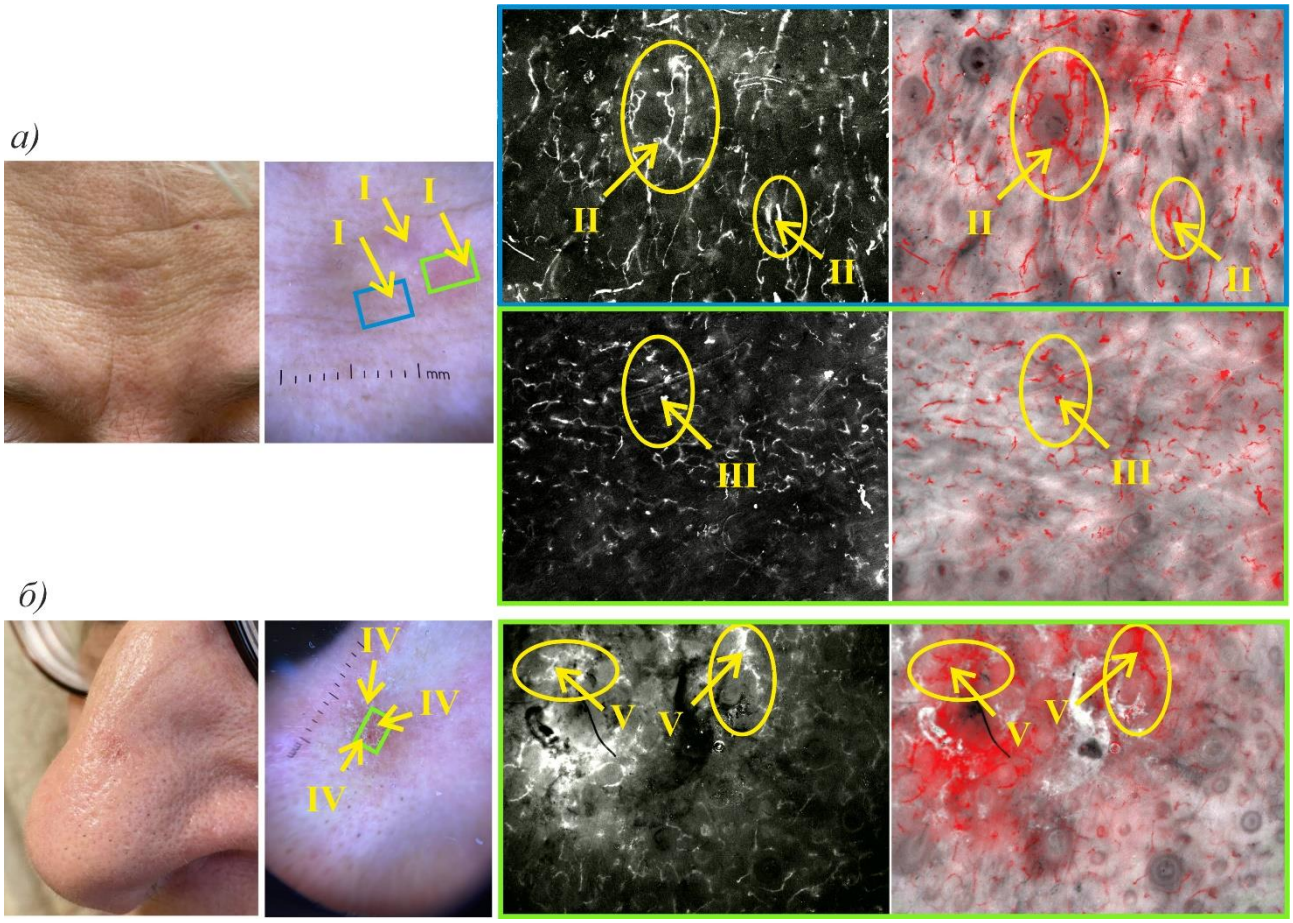


Рис. 1. Базальноклеточный рак кожи

На рисунке 1б приведены изображения пятна представленного эритематозно-сквамозным, беспигментным очагом с размытыми границами. Очаг существует около года, отмечается периодическое изъязвление очага, образование корочки. В центральной зоне определяются чешуйки (рис. 1б.IV), затрудняющие визуализацию глубоко залегающих структур, в том числе сосудистых паттернов. Метод капилляроскопии позволяет оценить сосудистый компонент, отсутствующий при дерматоскопическом исследовании. При капилляроскопии визуализируются линейные, извитые (крупнокалиберные) ветвящиеся – древовидные – сосуды (рис. 1б.V), что является положительным прогностическим значением в 94,1% в отношении базалиомы. Диагноз БКР в данном случае подтвержден верифицированными базалоидными клетками в цитологическом материале до иссечения очага и патоморфологическим заключением после тотального иссечения очага.

На основании данных представленных клинических случаев, описанная методика капилляроскопии в отношении первичной диагностики БКР показала результаты, не противоречащие описанным ранее в учебных пособиях критериям диагностики. Данный метод позволяет дополнить и усовершенствовать первичную диагностику новообразований кожи, что увеличивает вероятность постановки правильного диагноза при скрининге новообразований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе описаны метод и макет установки высококонтрастной визуализации сосудистых структур новообразований кожи на основе видеокапилляроскопии. Экспериментальная апробация показала возможность выявления характерных сосудистых морфологических признаков БКР по полученным с помощью разработанного метода картам сосудов. В рамках дифференциальной диагностики подозрительных новообразований кожи данный метод позволит избежать неоправданных биопсий, а в случае оперативного вмешательства определять поля резекции и глубину инвазии, что позволит проводить щадящее иссечение, особенно в социально значимых областях лица таких как нос, лобно-височная область и др. Неинвазивный характер и скорость проведения анализа согласно предложенному подходу позволят проводить многократные исследования в ходе наблюдения пациентов после удаления опухоли для выявления рецидивов на ранних стадиях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Argenziano G., Soyer H. P.** Dermoscopy of pigmented skin lesions–a valuable tool for early //The lancet oncology. 2001. Т. 2. №. 7. С. 443-449.
2. **Zalaudek I. et al.** How to diagnose nonpigmented skin tumors: a review of vascular structures seen with dermoscopy: part I. Melanocytic skin tumors //Journal of the American Academy of Dermatology. 2010. Т. 63. №. 3. С. 361-374.
3. **Lallas A. et al.** The dermatoscopic universe of basal cell carcinoma //Dermatology practical & conceptual. 2014. Т. 4. №. 3. С. 11.
4. **Ferris L. K. et al.** Computer-aided classification of melanocytic lesions using dermoscopic images //Journal of the American Academy of Dermatology. 2015. Т. 73. №. 5. С. 769-776.
5. **Schuetzenberger K. et al.** Comparison of optical coherence tomography and high frequency ultrasound imaging in mice for the assessment of skin morphology and intradermal volumes //Scientific Reports. 2019. Т. 9. №. 1. С. 1-7.
6. **Toi M. et al.** Visualization of tumor-related blood vessels in human breast by photoacoustic imaging system with a hemispherical detector array // Scientific report. 2017. Т. 7. №. 1. С. 1-11.
7. **Schuh S. et al**. Imaging blood vessel morphology in skin: dynamic optical coherence tomography as a novel potential diagnostic tool in dermatology //Dermatology and therapy. 2017. Т. 7. С. 187-202.
8. **Volkov M. V. et al.** Blood vessel visualization method in human skin based on video recording of blood flow using a laparoscope //Journal of Communications Technology and Electronics. 2020. Т. 65. С. 806-814.
9. **Guryleva A. V., Machikhin A. S., Bukova V. I**. Application Software for Visualization and Quantification of Capillary Networks //2022 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF). IEEE, 2022. С. 1-4.
10. **Guryleva A. V. et al.** Feasibility of videocapillaroscopy for characterization of microvascular patterns in skin lesions //Tissue Optics and Photonics II. SPIE, 2022. Т. 12147. С. 1214702.

Gabrielian G.A[1], Guryleva A.V.[2]*, Kulikova E.D[2,3], Volkov M.V.[2,4], Orlova E.V.[1], Smirnova L.M[1], Sekacheva M.I. [1]

[1] Sechenov First Moscow State Medical University of the Ministry of Health of the Russian Federation (Sechenov University), 8-2 Trubetskaya street, Moscow, Russia, 119991;
[2] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of Russian Academy of Sciences; 15 Butlerova street, Moscow, Russia, 117342;
[3] Bauman Moscow State Technical University, 5 2-ya Baumanskaya street, Moscow, Russia, 105005;
[4] ITMO University, Kronverksky pr., 49, St. Petersburg, Russia, 197101

NON-INVASIVE HIGH-CONTRAST SKIN TUMORS CAPILLARY NETWORK VISUALIZATION BY MEANS OF VIDEOCAPILLAROSCOPY

ABSTRACT

The microvasculature architectonics is an important indicator for the differential diagnosis of malignant and benign skin tumors. The dermatoscopy is the most common method for determining vascular structures in clinical practice. The correct diagnosis largely depends on the skills and significant practical experience of the doctor due to the low vessels contrast, especially in the early stages of tumor growth, and thus the data interpretation complexity. In this study, we propose and experimentally test a method and a setup for high-contrast visualization of the skin tumors vascular structure based on videocapillaroscopy. High-contrast vascular patterns of basal cell carcinoma with a characteristic morphology for such a disease were obtained by developed method, and so we confirmed the feasibility of videocapillaroscopy as an addition to existing methods for diagnosing basal cell carcinoma. The experimental setup is easy to implement and provides measurements in any part of the body. In addition, the proposed method visualizes the vascular pattern both in the tumor area and in it's the surrounding, and thus increases its diagnostic value compared to dermotoscopy.

BASAL CELL CARCINOMA, DERMATOSCOPY, NON-INVASIVE METHODS, VIDEOCAPILLAROSCOPY, DIGITAL PROCESSING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 58.002

Нестеров Г.В.[1], Золотухина А.А.[2], Гурылева А.В.[2], Фомин Д.С.[3], Фомин Дм.С.[3], Полякова С.С.[3]

[1]Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: goshanesteroff@gmail.com
[2]Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, ул. Бутлерова, 15
[3]Пермский ННИСХ филиал Пермского федерального исследовательского центра УрО РАН, Россия, 614532, Пермский край, Пермский район, с. Лобаново, ул. Культуры, 12

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ВЫЯВЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В СЕМЕННОМ МАТЕРИАЛЕ ЗЕРНОВЫХ КУЛЬТУР С ПОМОЩЬЮ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ПО ДАННЫМ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОЙ СЪЕМКИ

АННОТАЦИЯ

Сорта зерновых культур могут значительно различаться по питательной ценности, посевным качествам и срокам хранения. Присутствие сортовых примесей в семенном материале является важным показателем качества. Низкая чистота семенного материала приводит к последующему снижению урожайности культуры, а также к ухудшению показателей качества продукции. В настоящее время в Российской Федерации для мониторинга качества семенного материала разработаны национальные стандарты, регламентирующие допустимый процент примесей других культур, однако наиболее распространённые методы оценки чистоты зерна, такие как электрофорез или визуальная морфологическая оценка специалистом, отличаются трудоёмкостью и низкой производительностью. Настоящая работа посвящена разработке методики автоматизированного и производительного выявления примесей в семенном материале зерновых культур оптическими методами с использованием нейросетей. Предлагаемый подход основан на получении гиперспектральных снимков семян зерновых культур и последующего выделения информативных длин волн, обеспечивающих наилучшее разделение семенного материала на семена культуры и засорители. Выделение нескольких длин волн из сотен спектральных каналов значительно сокращает объем обрабатываем данных и устраняет высокую коллинеарность спектральных признаков данных, что улучшает точность распознавания. Кроме того, указанный подход позволяет использовать для измерений высокопроизводительные приборы, такие как акустооптические гиперспектрометры с возможностью адресной спектральной перестройки, или мультиспектральные камеры одиночного снимка со светофильтрами, подобранными под требуемые длины волн. Эффективность предложенной методики продемонстрирована на семенном материале яровой пшеницы и ячменя. Определены длины волны, обеспечивающие наибольшую дифференциацию спектральных признаков, приведено сравнение результатов классификации и определения процента засоренности обученной нейросетью для полного

массива гиперспектральных данных, по изображениям на выделенных информативных длинах волн и по RGB снимкам. Предложенная методика может стать дополнением к уже существующим методам оценки чистоты семенного материала зерновых культур.

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ, ПРИМЕСИ, ПШЕНИЦА, СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

ВЕДЕНИЕ

Пшеница наиболее ценная и распространенная продовольственная зерновая культура, дающая почти 30% мирового производства зерна и снабжающая продовольствием более половины населения земного шара [1]. Одним из показателем качества посевного материала, в том числе пшеницы, является засоренность. В РФ в 2022 г. по данным Россельхозцентра из 5182,9 тысяч тонн высеянных семян зерновых и зернобобовых культур некондиционными по засоренности явились 51,8 тыс. тонн. Основными причинами некондиционности являются наличие семян сорных растений и примесей культурных растений, в том числе ячменя, сходного по морфологическим признакам с семенами пшеницы.

Морфологическая, визуальная оценка, электрофорез или ПЦР-анализ белков являются распространёнными методами определения зерновых примесей, однако отличаются значительными трудозатратами, зависимостью от опыта персонала или необходимостью использования специального лабораторного оборудования и проведения трудоемкого отбора и подготовки проб. Ввиду бесконтактного характера и сравнительной простоты реализации набирают популярность спектральные методы дифференциации зерна, в том числе с применением технологий искусственного интеллекта [2–5]. При этом используются изображающие спектрометры, обеспечивающие возможность анализа как спектральных, так и морфологических признаков.

Для разделения качественного семенной материал и примеси как правило требуется от нескольких единиц до десятка спектральных признаков [6–8], и значит получение спектральных изображений в соответствующем количестве каналов. Съемка на ограниченном количестве длин волн позволяет значительно повысить производительность метода, что является критически важным параметром аппаратуры в практике агропромышленного комплекса. Информативные длины волн отличаются от культуры к культуре. Акустооптические гиперспектрометры могут стать универсальным прибором и быть полезны как на этапе выделения информативных спектральных признаков, так и на этапе рутинного определения засоренности посевного материала злаковых культур.

Настоящее исследование посвящено разработке методики выделения спектральных признаков и последующего определения засоренности семенного материала пшеницы по данным гиперспектральной съёмки с использованием методов машинного обучения.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В исследовании были использованы семена разных сортов яровой пшеницы и ячменя, выращенные на территории землепользования Пермского НИИСХ филиала ПФИЦ УрО РАН. Регистрации спектральных снимков проводилась акустооптическим видеоспектрометром (АОВС), разработанным в НТЦ УП РАН [9]. Регистрации спектральных изображений проводилась в диапазоне от 460 до 820 нм с шагом 2 нм, время экспозиции составляло 70 мс, в качестве источника освещения использовалась галогенная лампа (Dedolight DLH4, 150 Вт).

В ходе эксперимента была проведена съемка по двум схемам, каждая из которых повторялась по 5 раз для рассмотренных культур. Для всех полученных кадров осуществлялась предобработка, включающая устранение шумов и артефактов на изображениях, корректировки виньетирования и неравномерности освещённости, а также выделения пикселей, относящихся к семенам на фоне подложки. Сначала проводилась съемка

для формирования обучающей выборки, обучения и тестирования модели. Семена каждого сорта насыпались в чашку Петри диаметром 50 мм с белой подложкой на дне, ровным однородным слоем. Перед каждой съемкой проводилось перемешивание для устранения влияния пространственного положения зерен.

Для анализа полученных спектров была использована нейронная сеть, основанная на архитектуре долгой краткосрочной памяти (LSTM) [10], так как архитектура основана на выделении важных признаков последовательностей. Рассматривая спектр как зависимую от предыдущих членов функцию, можно спрогнозировать принадлежность спектра к конкретному классу. Предложенная модель состоит из слоя нормализации входных данных, после которого стоят слои LTSM содеянные между собой функцией активации Leaky ReLU [11], после слоев LTSM стоят полносвязные слои нейронов, также разряженные между собой функцией активации Leaky ReLU.

Вторая съемка была проведена для проверки прогностической способности обученной модели в близких к практике условиях анализа вороха семян. В чашку Петри помещалось сто семян пшеницы с разным процентом примеси семян ячменя от 1 до 3%, что включает пороговое и недопустимое содержание примеси [12]. Семена равномерно покрывали дно чашки и не перекрывали друг друга. Обработка проводилась согласно алгоритму, проиллюстрированному на рисунке 1. Применение обученной на предыдущем этапе модели позволило построить пространственную карту классификации каждого пикселя. Полученное изображение подвергалось морфологической обработке для устранения артефактов классификации. Количество несвязанных объектов на итоговом изображении считалось эквивалентным количеству семян примеси.

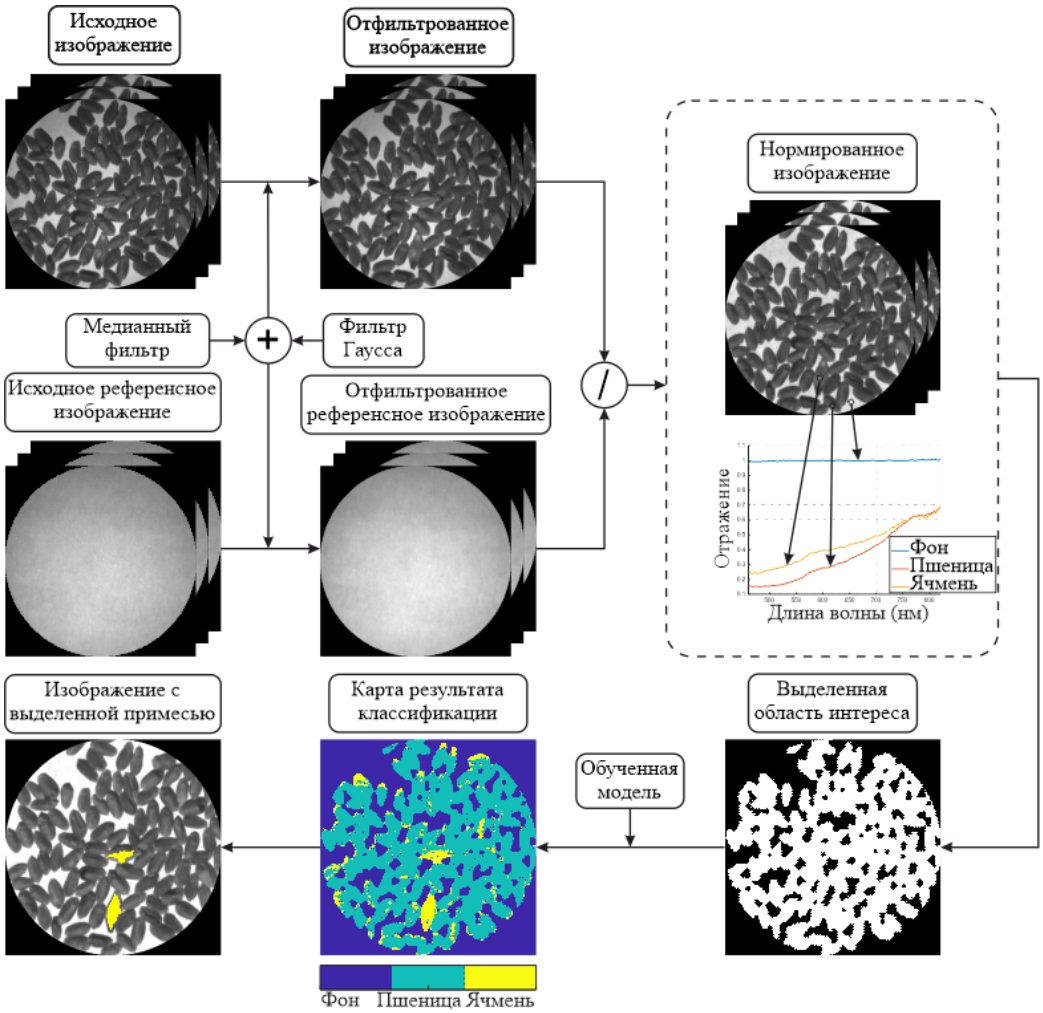


Рис. 1. Алгоритм обработки изображений

Для повышения производительности дифференциации семян была рассмотрена возможность использования данных мультиспектральной съемки и RGB снимков. Последние были получены с помощью моделирования из гиперспектральных данных, после чего по описанной схеме было проведено обучение и проверка прогностической способности моделей, а также сравнение результатов и выделение предпочтительного метода спектральной съёмки. Центральные длины волн каналов для мультиспектральной съемки определялись с помощью метода CARS [13], в качестве кривых спектральной чувствительности цветных каналов RGB были взяты функции квантовой эффективности КМОП матрицы [14].

РЕЗУЛЬТАТЫ

В исследованиях использовали два сорта пшеницы, Награда и Тима, и два сорта ячменя, 120-17 и Родник Прикамья, имеющих одинаковое время посева, и, как следствие, возможность попадания семян одной культуры в массу семян другой, а также схожие морфологические признаки. В ходе моделирования мультиспектральной съемки было выделено 12 информативных длин волн: (460, 570, 582, 586, 694, 696, 708, 710, 766, 768, 770, 820) нм. Итоговая точность классификации моделей, определяемая процентов правильно классифицированных пикселей в тестовой выборке, полученных по разным спектральным данным, после обучения, а также определенный ими средний процент засоренности по 5 сериям и его стандартное отклонение показаны в таблице 1.

Табл. 1. Результаты дифференцирования культурной примеси в ворохе семян пшеницы

Модель	Точность классификации модели, %	Засоренность, определенная разработанной методикой для различных истинных величин засоренности, %		
		1%	2%	3%
AOBC	93,6	$1{,}0 \pm 0$	$1{,}8 \pm 0{,}45$	$2{,}4 \pm 0{,}55$
CARS	92,6	$1{,}0 \pm 0$	$2{,}0 \pm 0{,}71$	$2{,}8 \pm 0{,}45$
RGB	87,8	$1{,}2 \pm 0{,}45$	$3{,}2 \pm 0{,}45$	$4{,}6 \pm 0{,}55$

Наибольшая точность обеспечивается использованием для обучения моделей и последующей классификации гиперспектральных данных, однако уменьшение количества используемых спектральных каналов в 15 раз снижает точность менее чем на 1 %. Применение RGB камеры показало точность меньше на 5,8 %, что также может считаться удовлетворительным результатом. При сходной общей точности для набора данных в различных спектральных каналах, средний процент засоренности определяется лучше по набору изображений на наиболее информативных длинах волн, определенных с помощью CARS метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование посвящено разработке методики выделения спектральных признаков и последующего определения засоренности семенного материала злаковых культур по данным гиперспектральной съёмки и с использованием методов машинного обучения. Методика включает в себя порядок проведения измерений и обработки изображений для формирования обучающей выборки, создания нейросетевой модели дифференцирования зерна разных видов и тестирования ее прогностической способности в близких к практике условиях. Разработанная методика отличается тем, что для формирования обучающей выборки не требуются разметка снимков, что значительно снижает трудоемкость, повышает объективность процедуры и обеспечивает возможность быстрого и простого дополнения перечня распознаваемых моделью культур. Кроме того, в рамках описанной процедуры осуществляется выделение среди всех спектральных каналов гиперспектрометра наиболее

информативных. Проведение съемки на отдельных каналах позволит снизить объем данных, время на их регистрацию и требования к вычислительным мощностям для их хранения и обработки. Предложенная методика апробирована в задаче выделения семян ячменя в ворохе посевного материала пшеницы. Модель, обученная по спектральным снимкам семян на предварительно определенных информативных длинах волн, обеспечила высокую точность классификации 92,6% и наименьшую относительную погрешность определения засоренности относительно гиперспектральной съемки и применения цветных камер. Использование гиперспектральной аппаратуры на основе акустооптики позволяет как выделять наиболее информативные для задачи выделения сорных примесей длины волн для последующего конструирования мультиспектральных камер с соответствующими каналами, так и проводить рутинную диагностику засоренности с высокой производительностью за счет адресной спектральной перестройки. Предложенный подход к дифференциации сорных примесей может стать точным, автоматизированным и производительным инструментом оценки качества посевного материала.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тимошенкова Т.А., Самуилов Ф.Д.** Адаптивность разных экологических групп сортов ячменя и пшеницы мировой коллекции вир в степи оренбургского предуралья. // Вестник казанского государственного аграрного университета. 2012. № 4. С. 120-125.
2. **Gao T. et al.** Hyperseed: An end-to-end method to process hyperspectral images of seeds // Sensors. MDPI, 2021. Vol. 21, № 24.
3. **Xue H. et al.** Application of Near Infrared Hyperspectral Imaging Technology in Purity Detection of Hybrid Maize // Applied Sciences. MDPI AG, 2023. Vol. 13, № 6. P. 3507.
4. **Zhu S. et al.** Near-infrared hyperspectral imaging combined with deep learning to identify cotton seed varieties // Molecules. MDPI AG, 2019. Vol. 24, № 18.
5. **Zhang H. et al.** Detection of seed purity of hybrid wheat using reflectance and transmittance hyperspectral imaging technology // Front Plant Sci. Frontiers Media S.A., 2022. Vol. 13.
6. **Xu P. et al.** Identification of Defective Maize Seeds Using Hyperspectral Imaging Combined with Deep Learning // Foods. MDPI, 2023. Vol. 12, № 1.
7. **Sun H. et al.** Nondestructive identification of barley seeds varieties using hyperspectral data from two sides of barley seeds // J Food Process Eng. John Wiley and Sons Inc, 2021. Vol. 44, № 8.
8. **Zhang L., Rao Z., Ji H.** Hyperspectral imaging technology combined with multivariate data analysis to identify heat-damaged rice seeds // Spectroscopy Letters. Taylor and Francis Inc., 2020. Vol. 53, № 3. P. 207-221.
9. **Pozhar V.E. et al.** AOTF based hyperspectrometer for UAV // Light & Engineering. 2018. Vol. 4. P. 47-050.
10. **Greff K. et al.** LSTM: A Search Space Odyssey // IEEE Trans Neural Netw Learn Syst. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2017. Vol. 28, № 10. P. 2222-2232.
11. **Maas A.L., Hannun A.Y., Ng A.Y.** Rectifier Nonlinearities Improve Neural Network Acoustic Models. // International Conference on Machine Learning, 2013.
12. **ГОСТ 9353-2016.** Пшеница. Технические условия. 2016. 15 с.
13. **Batistell G., Zhang V.C.** Sturm J. Color recognition sensor in standard CMOS technology // Solid State Electron. Elsevier Ltd, 2014. Vol. 102. P. 59-68.

14. **Li H. et al.** Key wavelengths screening using competitive adaptive reweighted sampling method for multivariate calibration // Anal Chim Acta. Anal Chim Acta, 2009. Vol. 648, № 1. P. 77-84.

Nesterov G.V.[1], Zolotukhina A.A.[2], Guryleva A.V.[2], Fomin D.S.[3], Fomin Dm.S.[3], Polyakova S.S.[3]

[1]National research university "MPEI", Russia,
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: universe@mpei.ac.ru
[2]Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS, Russia,
117342, Moscow, Butlerova st,15, E-mail: np@ntcup.ru
[3]Perm Federal Research Center, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Russia,
614532, Perm Region, Lobanovo, Culture st., 12, E-mail: psc@permsc.ru

THE METHOD FOR ASSESSING IMPURITIES IN GRAIN CULTURE SEEDS BY HYPERSPECTRAL DATA USING NEURAL NETWORKS

ABSTRACT

Grain culture can vary significantly in nutritional value, sowing qualities and storage life. The presence of varietal impurities in the sowing seeds is an important indicator of quality. The low purity of the sowing seeds leads to a subsequent decrease in crop yield, as well as to a deterioration in product quality indicators. To control the seed material and regulate the permissible percentage of impurities, national standards have been developed. However, the most common methods for grain purity such estimation as electrophoresis or visual morphological estimation are laborious and low productive. This work is devoted to the development of a technique for automated and productive impurities detection in the grain crops seed material by optical methods using neural networks. The proposed approach is based on acquiring hyperspectral images of grain seeds and subsequent selection of informative wavelengths that ensure the best separation of sowing seeds into useful and extraneous crop seeds. The extraction of several wavelengths from hundreds of spectral channels significantly reduces the processed data volume and eliminates the high collinearity of the spectral features of the data. This provides an increase in processing speed and recognition accuracy. In addition, high-performance instruments such as wavelength-tunable acousto-optical hyperspectrometers or multispectral single-frame cameras with optical filters matched to the required wavelengths can be used for measurements. The effectiveness of the proposed method has been demonstrated on the seeds of spring wheat and barley. The wavelengths providing the greatest differentiation of spectral features are determined, the results of the classification and estimation of impurities for the full array of hyperspectral data, for images at selected informative wavelengths, and for RGB images are compared. The proposed method can be an addition to existing methods for assessing the purity of grain seeds.

HYPERSPECTRAL IMAGING, MACHINE LEARNING, IMPURITIES, WHEAT, SPECTRAL CHARACTERISTICS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535-92

Шуплецов В.В.[1], Горюнов И.А.[1], Адаменков Н.А.[2], Журило И.П.[3], Потапова Е.В.[1], Дрёмин В.В.[1]

[1] Научно-технологический центр биомедицинской фотоники, ФГБОУ ВО «Орловский государственный университет имени И.С. Тургенева», Россия, 302015, Орёл, Наугорское шоссе, 29, E-mail: valery.shupletsov@bmecenter.ru
[2] Больница скорой медицинской помощи им. Н.А. Семашко, Россия, 302027, Орёл улица Матвеева, 9, E-mail: nikita-ad@mail.ru
[3] Кафедра хирургии детского возраста и инновационных технологий в педиатрии, ФГБОУ ВО «Орловский государственный университет имени И.С. Тургенева», Россия, 302028 Орёл, ул. Октябрьская, д. 4, E-mail: zhipsurg@mail.ru

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОЦИРКУЛЯТОРНЫХ НАРУШЕНИЙ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

АННОТАЦИЯ

В работе представлена система гиперспектральной оптической визуализации, применимая для диагностики микроциркуляторных нарушений различной этиологии. В качестве объекта исследования выступили инфантильные гемангиомы, являющиеся доброкачественными сосудистыми образованиями, а также ткани кишечной стенки лабораторных животных при моделировании локальной ишемии кишечника. Полученные результаты были обработаны с использованием двухволнового подхода для расчета параметра тканевой сатурации в ближней инфракрасной области, а также с использованием ранее разработанной нейронной сети, обученной по обобщенной объектно-ориентированной модели Монте-Карло. В работе представлены двухмерные карты сатурации кишечной стенки, рассчитанные с использованием двухволнового подхода, а также карты кровенаполнения, тканевой сатурации и индексов содержания окси- и дезоксигемоглобина гемангиом, рассчитанные с использованием нейросетевого подхода. Полученные результаты свидетельствует о широком спектре возможностей использования разработанной гиперспектральной системы для оценки микроциркуляторных нарушений.

ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ИНФАНТИЛЬНЫЕ ГЕМАНГИОМЫ, ЛОКАЛЬНАЯ ИШЕМИЯ КИШЕЧНОЙ СТЕНКИ, МОДЕЛИРОВАНИЕ МОНТЕ-КАРЛО

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время использование гиперспектральной визуализации (ГВ) стало мировым трендом при решении различных прикладных медицинских задач. Возможность неинвазивного использования данного метода, а также высокий потенциал математической обработки, обеспечиваемый спектральным разрешением, позволяют рассматривать ГВ как альтернативу уже широко распространенным методам, таким как магнитно-резонансная

томография, интраоперационная допплерография, рентгеновская томография и др. [1]. В частности, ГВ может быть эффективно использована для диагностики патологий кожи с технической реализацией в виде микроскопической системы [2]. Или может быть совмещена с измерением поляризации и использована для изучения кожных осложнений, связанных с сахарным диабетом [3, 4]. Современные схемотехнические решения позволяют ультракомпактно реализовывать гиперспектральные измерения, встраивая данные системы в лапароскоп или камеры смартфонов, существенно расширяя области использования данного метода в медицине [5]. Благодаря высокому спектральному разрешению современных систем ГВ становится возможной реализация высокоточных классификационных моделей на основе классических методов сегментации [6] и продвинутых нейросетевых подходов [7]. Но, несмотря на такое широкое использование ГВ, все еще остается множество областей медицины, в которых применение данного оптического метода исследования было бы эффективным.

В данной работе предлагается метод ГВ, включающий разработанную лабораторную систему и математические алгоритмы обработки гиперспектральных массивов. В качестве объекта исследования выступили инфантильные гемангиомы, являющиеся доброкачественными сосудистыми образованиями, а также ткани кишечной стенки лабораторных животных при моделировании локальной ишемии кишечника. Актуальность рассмотрения инфантильных гемангиом как одного из объектов исследования связана с тем, что на сегодняшний день отсутствует объективный инструмент для оценки данных патологий, что затрудняет принятие решения о правильном курсе лечения поражения и сравнение эффективности различных методов лечения [8]. Согласно одной из гипотез, на появление гемангиом влияет гипоксический стресс местных тканей [9], таким образом анализ кровенаполнения и тканевой сатурации методом ГВ может быть использован в качестве оценки эффективности лечения данной патологии. Актуальность рассмотрения ишемии кишечной стенки как одного из объектов исследования связана с тем, что на сегодняшний день в хирургии нет единого общепризнанного объективного подхода к оценке жизнеспособности пораженного кишечника, что может помочь в принятии хирургических решений и потенциально минимизировать необходимость резекции здоровой ткани [10]. Эффективность же применения ГВ для анализа ишемии кишечной стенки была продемонстрирована в ряде исследований, результаты которых свидетельствуют о высокой чувствительности метода к изменению микроциркуляции крови, особенно в ближней инфракрасной оптической области спектра [11].

Таким образом, целью данной работы было разработка метода ГВ для определения его возможностей по выявлению микроциркуляторных нарушений в различных приложениях, таких как анализ инфантильных гемангиом и исследование ишемии кишечной стенки.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДОКЛАДА

Для осуществления поставленной цели была разработана система ГВ, применяемая для диагностики микроциркуляторных нарушений с различной этиологией. Система состоит из: широкополосного источника излучения OSL2 (ThorLabs, США) с волоконно-кольцевым осветителем FRI61F50 (ThorLabs, США) и гиперспектральной камеры Specim (Spectral Imaging Ltd., Финляндия) со спектральным диапазоном 400-1000 нм. Технические параметры камеры позволяют регистрировать гиперкуб, состоящий из 204 спектральных полос, время выдержки для каждой полосы было выбрано в значении 150 мс для обеспечения лучшего соотношения сигнал/шум.

Были проведены 2 вида исследований. В первом изучены особенности микроциркуляции гемангиом различной локализации у 6 младенцев (возрастом до 1 года). Во втором исследовании изучены ткани кишечной стенки 6 лабораторных животных (крысы линии Wistar) при наложении лигатур на аркадные сосуды, моделирующих длительность ишемии 0, 1, 6 и 12 часов соответственно, с последующим изъятием гистологических образцов из

областей интереса. Для нормирования данных для каждого измерения были зарегистрированы изображения эталона диффузного отражения.

Полученные результаты измерений инфантильных гемангиом были рассчитаны с использованием ранее разработанной нейронной сети, обученной по обобщенной объектно-ориентированной модели Монте-Карло [3, 4, 11]. Для каждого из пациентов были получены двухмерные карты кровенаполнения, тканевой сатурации, индексы содержания окси/дезоксигемоглобина гемангиом, рассчитанные с использованием нейросетевого подхода. Пример измерения гемангиомы в области плеча представлен на рис. 1.

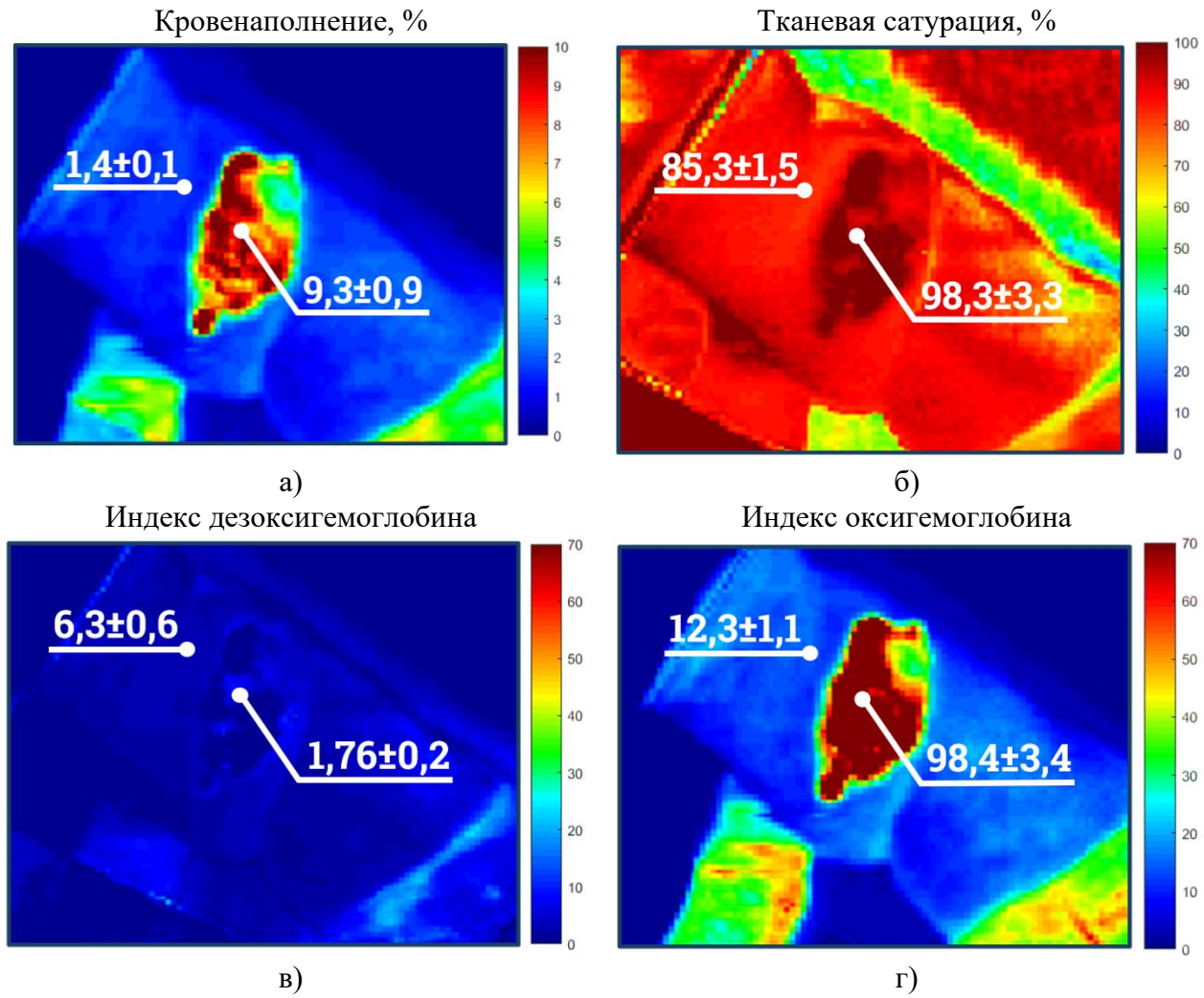


Рис. 1. Репрезентативный пример рассчитанных двумерных карт для гемангиомы в области плеча:
а – параметр кровенаполнения, б – параметр тканевой сатурации, в – параметр содержания дезоксигемоглобина, г – параметр содержания оксигемоглобина

Исходя из полученных результатов, выявлен возможный предиктор развития изъязвлений гемангиом, связанный с увеличением показателя тканевой сатурации и индекса содержания оксигемоглобина в области сосудистых образований в сравнении с интактной тканью. Полученные результаты свидетельствуют о возможности эффективного применения разработанного метода ГВ в данном направлении медицинских исследований для анализа гемангиом.

Результаты измерений ишемии кишечной стенки были рассчитаны с использованием двухволнового подхода и коэффициентов отражения на изобестических и неизобестических длинах волн в ближней инфракрасной области [12]. Результатом явились рассчитанные двухмерные цветовые карты тканевой сатурации кишечника, репрезентативные примеры которых представлены на рис. 2. На картах сатурации, рассчитанных для всех стадий ишемии,

было обнаружено визуальное снижение контрастности в области ишемии кишечной стенки по сравнению с интактными участками.

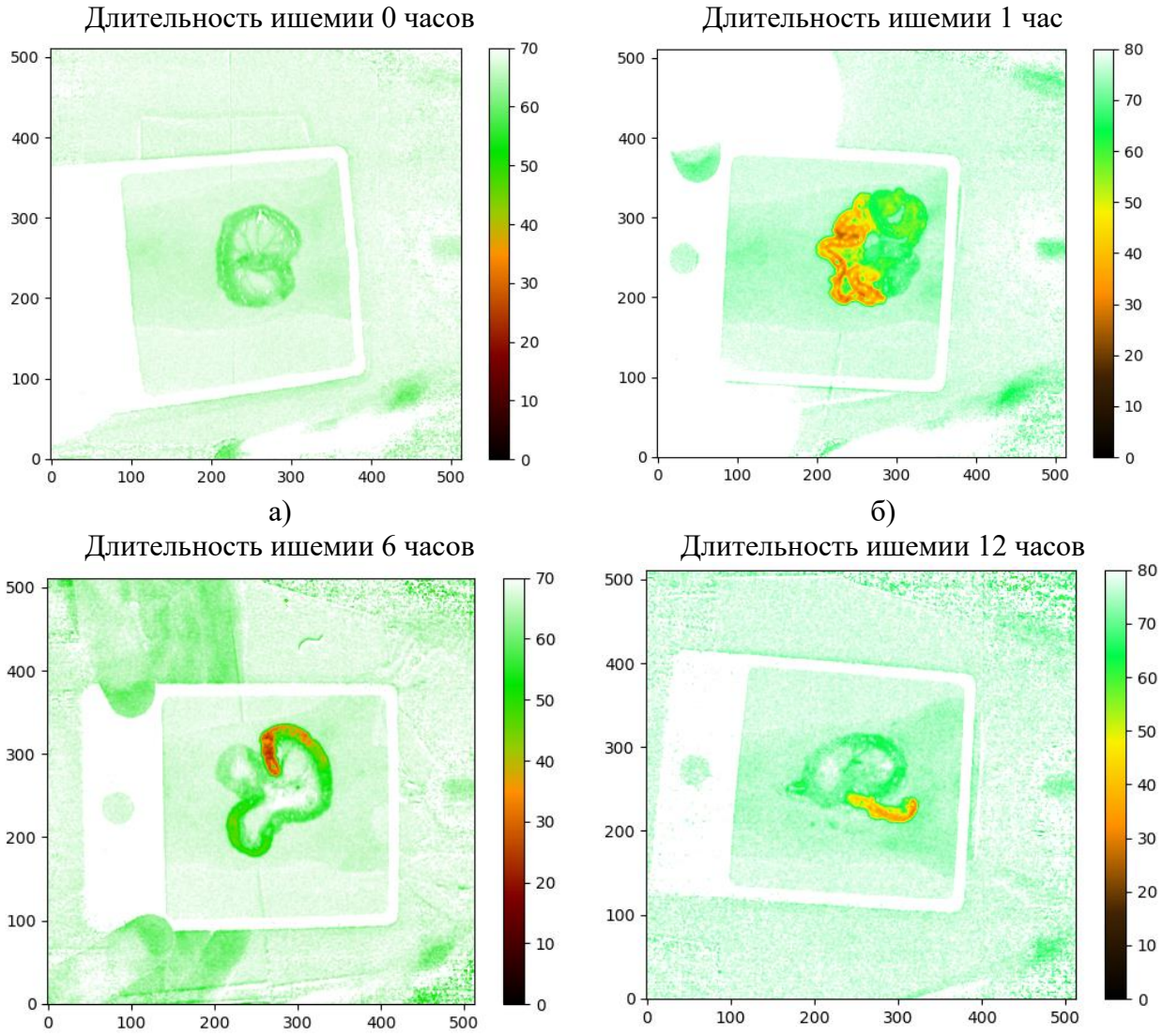


Рис. 2. Репрезентативный пример рассчитанных двумерных карт тканевой сатурации кишечной стенки: а – неишемизированный кишечник, б – после 1 часа наложения лигатуры, в – после 6 часов наложения лигатуры, г – после 12 часов наложения лигатуры

Наблюдаемые изменения индексов насыщения для окклюзированных областей на каждом этапе измерения позволяют предположить, что ГВ может быть использована для оценки степени ишемии кишечника. Последующий гистологический анализ участков ишемизированной ткани выявил три степени ишемии, основанные на классификации Park/Chiu. Обратимая ишемия была определена по результатам измерений, проведенных через 1 час после наложения лигатуры. Возможная обратимая ишемия – по результатам измерений, проведенных через 6 часов после наложения лигатуры. Необратимые ишемические изменения наблюдались по результатам измерений, проведенных через 12 часов после наложения лигатуры. На рис. 3 представлены усредненные значения параметра тканевой сатурации, построенные по полученным цветовым картам для ишемизированных областей кишечника и интактной ткани.

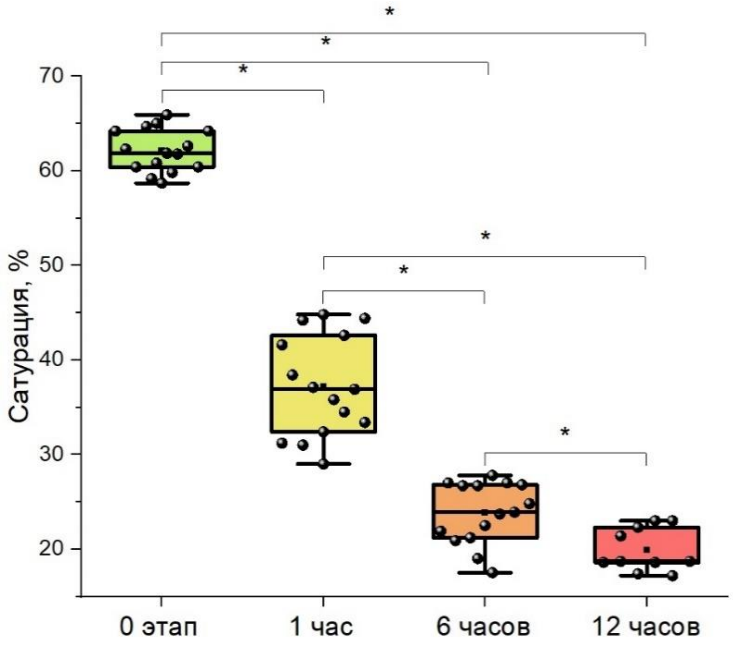


Рис. 3. Усредненные значения параметра тканевой сатурации на всех интервалах измерения, выявлена статистическая значимость по U-критерию Манна-Уитни, значение $p < 0,05$

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что предложенный подход и система ГВ способны диагностировать ишемию кишечника в течение часа после наложения лигатуры и определять обратимый характер нарушений кровотока. Полученные результаты свидетельствуют о возможности эффективного применения разработанного метода ГВ в данном направлении медицинских исследований для анализа нарушений мезентерального кровотока тканей кишечника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов измерений младенческих гемангиом показал возможность эффективной оценки параметров объема крови и насыщения кислородом с помощью разработанного ранее нейросетевого подхода. Продемонстрирована достаточная эффективность разработанной диагностической системы для ее дальнейшего использования с целью мониторинга эффективности лечения гемангиом.

Предлагаемый метод ГВ также демонстрирует высокую чувствительность и способность диагностировать ишемию кишечника на ранних стадиях и возможность определять обратимый характер изменений, вызванных нарушением кровоснабжения.

В итоге на основании полученных результатов можно заключить, что разработанный метод ГВ представляет собой эффективный и перспективный инструмент для анализа сосудистых образований и для диагностики ишемии кишечника. Он может быть использован в медицинских исследованиях для более точной диагностики и мониторинга патологий сосудистой системы. Данный метод может также иметь практическое применение в клинической практике для диагностики ишемии кишечника и для оценки эффективности лечения данной патологии. Полученные результаты подтверждают значимость использования метода ГВ в медицине и обеспечивают основу для дальнейших исследований в этой области.

БЛАГОДАРНОСТИ, СВЕДЕНИЯ О СПОНСОРАХ

Исследование было поддержано Российским научным фондом в рамках проектов № 21-15-00325 и 22-75-10088.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ГВ – гиперспектральная визуализация

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mangotra H., Srivastava S., Jaiswal G., Rani R., Sharma A.** Hyperspectral imaging for early diagnosis of diseases: A review // Expert Systems. 2023. P. e13311.
2. **Братченко И. А., Алонова М.В., Мякинин О.О., Морятов А.А., Козлов С.В., Захаров В.П.** Гиперспектральная визуализация патологий кожи в видимой области // Компьютерная оптика. 2016. Т. 40. №. 2. С. 240-248.
3. **Dremin V., Marcinkevics Z., Zherebtsov E., Popov A., Grabovskis A., Kronberga H., Bykov A.** Skin complications of diabetes mellitus revealed by polarized hyperspectral imaging and machine learning // IEEE Transactions on Medical Imaging. 2021. V. 40. №. 4. P. 1207-1216.
4. **Dremin V.V., Zherebtsov E.A., Popov A.P., Meglinski I.V., Bykov A.V.** Hyperspectral imaging of diabetes mellitus skin complications //Biomedical Photonics for Diabetes Research. CRC Press. 2022. P. 177-195.
5. **Tran M.H. Fei B.** Compact and ultracompact spectral imagers: technology and applications in biomedical imaging // Journal of Biomedical Optics. 2023. V. 28. №. 4. P. 040901.
6. **Мясников Е.В.** Сегментация гиперспектральных изображений с использованием снижения размерности и классических методов сегментации // Сборник трудов III международной конференции и молодежной школы «Информационные технологии и нанотехнологии» (ИТНТ-2017)-Самара: Новая техника. 2017. С. 637-643.
7. **Винокуров В.О., Матвеева И.А., Христофорова Ю.А., Мякинин О.О., Братченко И.А., Братченко Л.А., Захаров В.П.** Нейросетевой классификатор гиперспектральных снимков кожных патологий // Компьютерная оптика. 2021. Т. 45. №. 6. С. 879-886.
8. **Menapace D., Mitkov M., Towbin R., Hogeling M.** The changing face of complicated infantile hemangioma treatment // Pediatric radiology. 2016. V. 46. P. 1494-1506.
9. **Jung H.L.** Update on infantile hemangioma // Clinical and experimental pediatrics. 2021. V. 64. №. 11. P. 559.
10. **Захаренко А.А., Беляев М.А., Трушин А.А., Зайцев Д.А., Курсенко Р.В.** Интраоперационная оценка жизнеспособности стенки кишки (обзор литературы) // Вестник хирургии имени ИИ Грекова. 2020. Т. 179. №. 1. С. 82-88.
11. **Zherebtsov E., Dremin V., Popov A., Doronin A., Kurakina D., Kirillin M., Bykov A.** Hyperspectral imaging of human skin aided by artificial neural networks // Biomedical optics express. 2019. V. 10. №. 7. P. 3545-3559.
12. **Potapova E.V., Dremin V.V., Zherebtsov E.A., Makovik I.N., Zherebtsova A.I., Dunaev A.V., Muradyan V.F.** Evaluation of microcirculatory disturbances in patients with rheumatic diseases by the method of diffuse reflectance spectroscopy //Human Physiology. 2017. V. 43. P. 222-228.

Shupletsov V.V.[1], Gorunov I.A.[1], Adamenkov N.A.[2], Zhurilo I.P.[3], Potapova E.V.[1], Dremin V.V.[1]

[1] Research & Development Center of Biomedical Photonics, Orel State University, Russia, 302015, Orel, Naugorskoe shosse, 29B, E-mail: valery.shupletsov@bmecenter.ru
[2] N.A. Semashko Emergency Medical Care Hospital, Russia, 302027, Orel, Matveev St., 9, E-mail: nikita-ad@mail.ru
[3] Department of Pediatric Surgery and Innovative Technologies in Pediatrics, Orel State University, Russia, 302028, Orel, Oktyabrskaya St., 4, E-mail: zhipsurg@mail.ru

APPLICATION OF HYPERSPECTRAL IMAGING TO DETERMINE MICROCIRCULATORY DISORDERS OF BIOLOGICAL TISSUES

ABSTRACT

This paper presents a system of hyperspectral optical imaging used to diagnose microcirculatory disorders of various etiologies. Infantile hemangiomas, which are benign vascular formations, as well as tissues of the intestinal wall of laboratory animals in the simulation of local intestinal ischemia were the object of study. The results obtained were calculated using a two-wave approach to calculate the tissue saturation parameter in the near-infrared region, as well as using a previously developed neural network trained using a generalized object-oriented Monte Carlo model. As a result, we present intestinal wall saturation maps calculated using the two-wave approach, as well as two-dimensional maps of blood flow, tissue saturation, oxy/deoxyhemoglobin hemangioma indices calculated using the neural network approach. The results obtained testify to a wide range of possibilities of using the developed hyperspectral system for evaluation of microcirculatory disorders.

HYPERSPECTRAL IMAGING, INFANTILE HEMANGIOMAS, LOCAL INTESTINAL ISCHEMIA, MONTE CARLO SIMULATION

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 542.421

Юдовский С.О.[1,2], Гурылева А.В.[1], Золотухина А.А.[1], Мачихин А.С.[1], Решетов Л.В.[3]

[1] Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Россия, 117342, Москва, Бутлерова ул., 15, E-mail: guryleva.av@ntcup.ru
[2] АО «Группа компаний "МЕДСИ"», Россия, 123056, Москва, Грузинский пер., д 3А, E - mail: fraud@medsigroup.ru
[3] ГКБ им С.И. Спасокукоцкого, Россия, 127206, Москва, ул. Вучетича 21А, gkb50@zdrav.mos.ru

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕСТИКУЛЯРНОЙ ТКАНИ ДЛЯ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ МИКРОХИРУРГИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ПРИ MICRO-TESE И ЭКО

АННОТАЦИЯ

Необструктивная азооспермия (НОА), наблюдающаяся у 10% бесплодных мужчин и 0,6% всех мужчин, является наиболее тяжелой формой мужского бесплодия. Гистологическая структура ткани яичка у больных с НОА неоднородна и представлена различными нарушениями сперматогенеза. Единственная возможность достижения беременности в семьях больных НОА является метод экстракорпорального оплодотворения (ЭКО) с внутриклеточным введением сперматозоида. Наиболее эффективный в настоящее время способ обнаружения в тестикулах пригодных для ЭКО сперматозоидов – метод micro-TESE – основан на субъективной визуальной оценке тканей и позволяет обнаружить сперматозоиды при НОА только в 38-60% случаев. Для повышения эффективности micro-TESE необходим метод, отличающийся объективностью, высокой специфичностью, безвредностью для репродуктивных клеток, а также возможностью проведения анализа в ходе операции в режиме реального времени. Существующие в мире подходы к решению задачи выявления семенных канальцев с сохраненным сперматогенезом среди канальцев с его отсутствием, в том числе использование мультифотонного микроскопа, рамановской спектроскопии, оптической когерентной томографии, либо связаны с применением лазерного излучения с недоказанной безопасностью, либо не могут быть реализованы интраоперационно и оперативно. В работе рассмотрена возможность создания специализированной микрохирургической системы, использующей пространственное распределение спектральных характеристик тканей яичка для интраоперационной оценки его гистологической структуры. Такую систему предлагается построить на основе мультиспектральной съемки исследуемых тканей с компьютерной обработкой данных в режиме реального времени и отображением результатов методами дополненной реальности. Проведены исследования спектра отражения тестикулярной ткани с различной степенью сохранности сперматогенеза, полученной при биопсии яичек, в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах и выделены спектральные диапазоны, съемка в которых потенциально обеспечит наилучшую дифференциацию здоровых тканей и тканей с нарушенным сперматогенезом in vivo. Предлагаемый подход может автоматизировать и

объективизировать анализ, реализуем интраоперационно и безопасен при использовании в качестве источников излучения некогерентного излучения в пределах спектра ксеноновых ламп, применяемых в современных хирургических микроскопах

ТЕСТИКУЛЯРНАЯ ТКАНЬ, СПЕКТРОСКОПИЯ ОТРАЖЕНИЯ, АЗООСПЕРМИЯ, НЕИНВАЗИВНАЯ ДИАГНОСТИКА, MICRO-TESE

ВВЕДЕНИЕ

Необструктивная азооспермия (НОА) является наиболее тяжелой формой мужского бесплодия, трудно поддающейся коррекции [1]. НОА определяется полным отсутствием в эякуляте сперматозоидов, и наблюдается у 10% бесплодных мужчин и у 0,6% всех мужчин [2]. Гистологическая структура ткани яичка у больных с НОА неоднородна и оценивается по шкале Johnsen SG от полного отсутствия сперматогенного эпителия до нормального сперматогенеза. Единственным способом достижения беременности в семьях мужчин с НОА является применение экстракорпорального оплодотворения (ЭКО) с ICSI (Intra Cytoplasmic Sperm Injection – внутриклеточное введение сперматозоида) – одного из методов вспомогательных репродуктивных технологий. Обнаружение в ткани яичек пригодных для ЭКО сперматозоидов является ключевым этапом метода.

Для успешного проведения ЭКО-ICSI необходимо осуществить дифференциацию семенных канальцев, содержащих клетки сперматогенеза, от тех канальцев, где сперматогенный эпителий полностью отсутствует. В ряде исследований [3,4] было показано, что даже при тяжелых морфологических изменениях тканей яичка в 50-60% случаев в ней имеются области сперматогенеза различной степени завершенности. Для обнаружения таких областей методом выбора сегодня является micro-TESE, основанный на применении микрохирургической техники и позволяющий обнаружить сперматозоиды при НОА в 38-60% случаев. Однако, оценка степени зрелости семенных канальцев в ходе micro-TESE отличается высокой зависимостью от опыта врача, так как основана на визуальном сравнении диаметров канальцев и консистенции их содержимого. Повысить вероятность обнаружения областей сперматогенеза может метод оценки тестикулярной ткани, отличающийся объективностью, высокой специфичностью, безвредностью для репродуктивных клеток, а также возможностью проводить анализ в режиме реального времени и интраоперационно.

В зарубежной литературе описывается положительный опыт применения для выявления канальцев со сперматозоидами мультифотонного микроскопа [5, 6], рамановской спектроскопии [7, 8] и оптической когерентной томографии (ОКТ) [9, 10], однако, недоказанная безопасность используемого лазерного излучения, недостаточная разрешающая способность, сложность интерпретации результатов или невозможность на данном этапе проводить исследование интраоперационно *in vivo*, затрудняют дальнейшее развитие перечисленных методов. Наиболее современная технология микрохирургии - 3D микроскоп высокого разрешения ORBEYE [11, 12] - создает объемное изображение операционного поля и может улучшить визуализацию ткани яичка, но анализ тканей остается субъективным.

Проведенные ранее исследования установили [13], что ткань яичка имеет различные оптические свойства в зависимости от степени завершенности сперматогенеза. Использование спектральных характеристик отражения как дополнительных данных в задаче дифференциации тканей яичка может повысить вероятность обнаружения областей сперматогенеза при НОА. В работе рассмотрена возможность создания специализированной микрохирургической системы, использующей пространственное распределение спектральных характеристик тканей яичка для оценки его гистологической структуры в ходе micro-TESE, для чего проведены исследования спектра отражения тестикулярной ткани с различной степенью сохранности сперматогенеза, полученной при биопсии яичек, в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для моделирования спектра отражения областей тканей яичка при НОА были отобраны образцы тестикулярной ткани пациентов, которым выполнили орхиэктомию по разным показаниям: выраженная гипоплазия\атрофия яичка, травма или воспаление яичка. Спектральные характеристики тканей с сохранённым сперматогенезом собирались с биопсийного материала, полученного при аутопсии у фертильных при жизни мужчин. Полное отсутствие сперматогенеза наблюдалось в тканях резко гипоплазированных яичек, удаленных в связи с крипторхизмом. Выбранные образцы тканей имели относительно гомогенную структуру либо с интактным сперматогенезом, либо с его полным отсутствием, что исключает погрешности измерения, связанные с неоднородностью морфологической структуры образцов.

После определения гистологической структуры полученной тестикулярной ткани проводилась регистрация её спектральных характеристик с помощью интегральных спектрометров OceanOptics FLAME-VIS и FLAME-NIR (спектральный диапазон 350-1000 и 950-1650 нм, разрешение на полувысоте 1,34 и 10 нм, диапазон времени накопления 3,8 мс - 20 с и 1 мс - 65 с, соответственно). Ввод в спектрометр отраженного излучения осуществлялся с помощью волокна с коллиматором (угловое поле зрения 5x5°), закрепленного на фиксированном расстоянии под углом 45° к плоскости образца. В качестве подсветки использовался галогенный осветитель Dedolight DLH4 мощностью 150 Вт.

Предварительная обработка данных спектрометра включала применение фильтра Гаусса ($\sigma = 20$) для устранения высокочастотных шумов. Извлечение коэффициента отражения проводилось путем нормировки спектральной яркости тканей на спектральную освещенность, создаваемую источником в плоскости образца. Для анализа спектральных особенностей здоровых тканей и тканей с нарушением сперматогенеза кривые спектрального коэффициента отражения были пронормированы на максимальное значение. Пределы разброса значений определялись как минимальное и максимальное значение коэффициента отражения среди полученных образцов для каждой длины волны.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерения спектральных характеристик здоровых тканей и тканей с нарушением сперматогенеза приведены на рисунке 1. Полученные данные позволяют предположить, что в инфракрасной (ИК) области 1150-1400 нм имеются заметные отличия спектральных характеристик семенных канальцев с сохраненным и нарушенным сперматогенезом, которые могут быть использованы для дифференцирования тканей в клинической практике. В видимой области спектра отличия спектральных характеристик менее выражены и требуют проведения дальнейших исследований и накопления статистического материала.

Выделение спектральных признаков, характерных для тканей с нормальным и нарушенным сперматогенезом необходимо для последующего проектирования аппаратного обеспечения для спектральной дифференциации тканей. Так, предлагаемая хирургическая система может быть построена на основе мультиспектральной съемки и содержать активную подсветку на разных, предварительно определенных длинах волн или выделять из широкополосного, отраженного от исследуемых тканей излучения соответствующие узкие спектральные каналы с помощью светофильтров. Зарегистрированные монохромной видеокамерой с высокой чувствительностью и битностью изображения в различных каналах будут содержать пространственное распределение спектральных характеристик исследуемых тканей и передаваться для обработки и выведения на монитор хирурга во время операции с отметкой маркерами областей с наибольшей вероятностью наличия сперматозоидов. Безопасность предлагаемого метода определяется использованием в качестве источников

света некогерентного излучения светодиодов или ксеноновых ламп, применяемых в современных хирургических микроскопах.

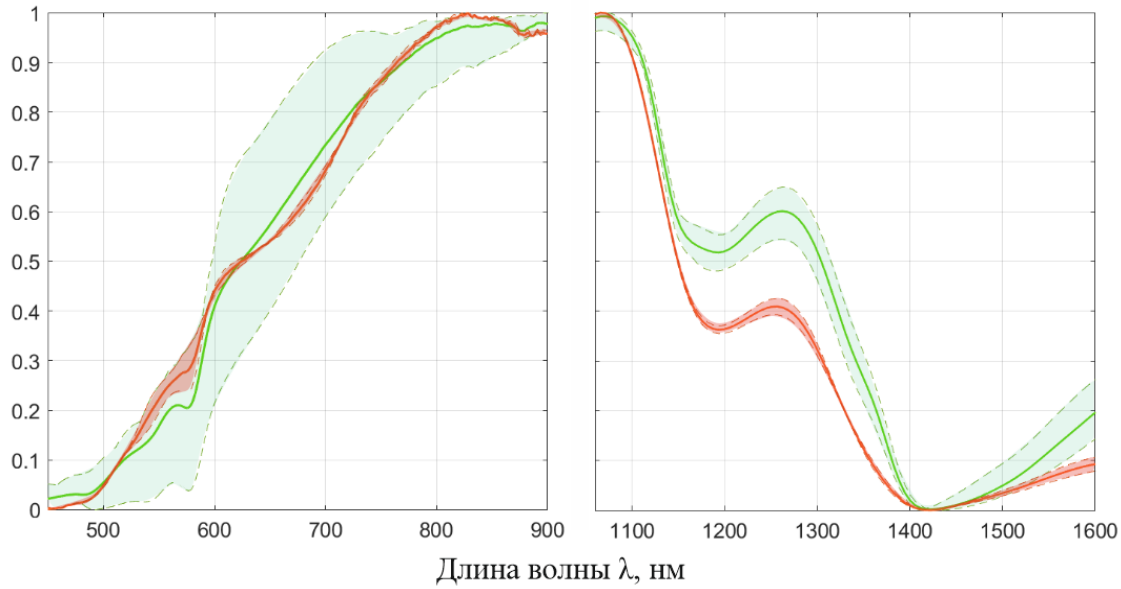


Рис. 1. Средний по образцам нормированный спектральный коэффициент отражения здоровых тканей (зеленая кривая) и тканей с НОА (красная кривая) с соответствующим разбросом значений (окрашенные области)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена возможность создания спектрального метода дифференциации тканей яичка с сохраненным и нарушенным сперматогенезом у больных НОА в ходе проведения ЭКО-ICSI. Предложено использовать спектральные характеристики в качестве дополнительной информации о гистологической структуре тестикулярной ткани, помимо традиционно используемых диаметра и консистенции содержимого семенных канальцев. Экспериментально получены спектральные характеристики отражения образцов тестикулярных тканей пациентов с различной степенью сохранности сперматогенеза и показаны различия здоровой ткани и ткани с нарушенной продукцией половых клеток в ближнем ИК-диапазоне, что подтверждает возможность создания спектрального метода поиска сперматозоидов при НОА. Предложенный подход к анализу тканей яичка отличается бесконтактным характером, скоростью исследования, безопасностью для репродуктивных клеток, возможностью автоматизации и проведения интраоперационных измерений, и потому представляется перспективным диагностическим инструментом для клинической практики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках Государственного задания НТЦ УП РАН (проект FFNS-2022-0010).

Исследование выполнено с использованием оборудования Центра коллективного пользования НТЦ УП РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Vahidi S. et al**. Success rate and ART outcome of microsurgical sperm extraction in non-obstructive azoospermia: A retrospective study // International Journal of Reproductive BioMedicine. 2021. Vol. 19. № 9. P. 781-788.
2. **Wosnitzer, M., Goldstein, M., Hardy, M. P.** Review of azoospermia // Spermatogenesis. 2014. Vol. 4. № 1. P. 28218.

3. **Schlegel P. N.** Testicular sperm extraction: microdissection improves sperm yield with minimal tissue excision. // Hum Reprod. 1999. Vol. 14. № 1. P. 131-135.
4. **Schlegel P. N., Sigman M., Collura B., et al.** Diagnosis and treatment of infertility in men: AUA/ASRM guideline part I. // J Urol. 2021. Vol. 205. № 1. P. 36-43.
5. **Katz M.J., Huland D.M., Ramasamy R.** Multiphoton microscopy: applications in urology and andrology // Transl Androl Urol. 2014. Vol. 3. № 1. P. 77-83.
6. **Najari B.B., Ramasamy R, Sterling J, et al.** Pilot study of the correlation of multiphoton tomography of ex vivo human testis with histology // J Urol. 2012. Vol. 188. № 2. P. 538–543.
7. **Huang W.E., Li M., Jarvis R.M., et al.** Shining light on the microbial world: the application of Raman microspectroscopy // Adv Appl Microbiol. 2010. Vol. 70. P. 153-186.
8. **Osterberg E.C., Laudano M.A., Ramasamy R., et al.** Identification of spermatogenesis in a rat sertoli-cell only model using Raman spectroscopy: a feasibility study // J Urol. 2014. Vol. 192. № 2. 607-612.
9. **Ramasamy R., Sterling J., Manzoor M., et al.** Full field optical coherence tomography can identify spermatogenesis in a rodent sertoli-cell only model // J Pathol Inform. 2012. Vol. 3. № 1. P. 4.
10. **Jain M., Shukla N., Manzoor M., et al.** Modified full-field optical coherence tomography: a novel tool for rapid histology of tissues // J Pathol Inform. 201. Vol. 2, № 28. P. 82053.
11. **Best J.C., Gonzalez D., Alawamlh O.A., et al.** Use of 4K3D video microscope in male infertility microsurgery // Urol Video J. 2020. Vol. 7. № 1. P. 100046.
12. **Hayden R.P., Chen H., Goldstein M., et al.** A randomized controlled animal trial: efficacy of a 4K3D video microscope versus an optical operating microscope for urologic microsurgery // Fertil Steril. 2019. Vol. 112. № 3. P. 93.
13. **Юдовский С.О., Ковылена М.В., Рябова А.В.** Combination of autofluorescence diagnostics with the micro-tese for azoospermic patients. // International symposium on laser medical applications. Москва. 2010.

Yudovskii S.O.[1,2], Guryleva A.V.[1], Zolotukhina A.A.[1], Machikhin A.S.[1], Reshetov L.V.[3]

[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Russia,117342, Moscow, Butlerova st., 15, E-mail: guryleva.av@ntcup.ru
[2] JSC "Medsi Group", Russia, 123056, Moscow, Gruzinsky Pereulok st., 3A, E-mail: fraud@medsigroup.ru
[3] City hospital for the name of S.I. Spasokukotskii, Russia, 127206, Moscow, Vuchetich's st.,21A, E-mail: gkb50@zdrav.mos.ru,

STUDY OF OPTICAL PROPERTIES OF TESTICULAR TISSUE FOR IMPROVEMENT OF MICROSURGICAL IMAGING SYSTEM IN MICRO-TESE AND IVF

ABSTRACT

Non-obstructive azoospermia (NOA) observed in 10% of infertile men and 0,6% of all men is the most severe form of male infertility. The histological structure of testicular tissue in patients with NOA is heterogeneous and is represented by various disorders of spermatogenesis. The only way to achieve pregnancy in the families of patients with NOA is the method of in vitro fertilization (IVF) with intracellular sperm injection. The most effective method of detecting spermatozoa suitable for IVF in testicles is the micro–TESE method. It is based on a subjective visual assessment of tissues and allows detecting spermatozoa in NOA only in 38-60% of cases. To increase the effectiveness of micro-TESE, the method used must be objective, highly specific, safe for reproductive cells, and also implemented during the operation in real time. The existing approaches to solving the problem of identifying seminal tubules with preserved spermatogenesis (multiphoton microscope, Raman spectroscopy, optical coherence tomography) are either associated with the use of laser radiation with unproven safety or cannot be implemented intraoperatively and operationally. The paper considers the possibility of creating a specialized microsurgical system for intraoperative evaluation of testicular tissues histological structure using the spatial distribution of its spectral characteristics. Such a system can be based on multispectral imaging of the studied tissues with real-time data processing and displaying the results using augmented reality methods. The reflectance spectrum of testicular tissue with varying degrees of preservation of spermatogenesis in the visible and near infrared spectral ranges was studied. Regions were identified that potentially provide the best differentiation of healthy tissues and tissues with impaired spermatogenesis in vivo. The proposed approach can automate and objectify the analysis, be implemented intraoperatively and is safe when using incoherent radiation within the spectrum of xenon lamps used in modern surgical microscopes.

TESTICULAR TISSUE, REFLECTION SPECTROSCOPY, AZOOSPERMIA, NONINVASIVE DIAGNOSTICS, MICRO-TESE

Секция 11

Научная молодежная школа

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.36

Ильин Д.В., Скорнякова Н.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: IlinDVl@mpei.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО НА МОЛЕКУЛАХ АРГОНА ИЗЛУЧЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

Рассматривается температурная зависимость интенсивности излучения при рассеянии Рэлея на сферически симметричных частицах, к которым относятся молекулы одноатомных газов. Решение задачи осуществляется путем установления зависимости интенсивности рассеянного излучения от температуры, основной вклад в которую вносит дифференциальное поперечное сечение рассеяния, определяемое, в свою очередь, молекулярной поляризуемостью и молекулярной анизотропией, зависящими от температуры.

Проводится моделирование температурных зависимостей дифференциального сечения рассеяния и интенсивности сигнала при рассеянии Рэлея на молекулах аргона. Расчеты проводятся по двум различным формулам, определяющим сечение рассеяния, которые позволяют его рассчитать в зависимости от исходных данных. Оцениваются отклонения между результатами, полученными по двум вариантам расчета, при рассеянии лазерного излучения с длиной волны 355 нм на молекулах аргона.

РЭЛЕЕВСКАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ, РАССЕЯНИЕ РЭЛЕЯ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из множества оптических методов диагностики процесса горения является метод рэлеевской термометрии, основанный на рассеянии Рэлея на молекулах газов, присутствующих в области исследуемого процесса. Данный метод позволяет определять температурные поля и распределение концентрации рассеивающих частиц в данной области пространства.

В большинстве ранее проводившихся исследований при расчетах величин, характеризующих рэлеевское рассеяние, использовались, как правило, некоторые табличные значения, которые были получены в основном при стандартных условиях (комнатная температура, атмосферное давление в пределах 750-760 мм рт. ст.). В целях повышения точности результатов математического моделирования сигнала, возникающего при рассеянии Рэлея на молекулах газа, необходимо учитывать его зависимость от конкретных условий, при которых рассматривается рассеяние, в частности от температуры среды, в которой происходит рассеяние. Это может быть достигнуто путем определения температурных зависимостей величин, влияющих на интенсивность рассеянного излучения.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Если регистрация сигнала рассеяния происходит в малом телесном угле, а лазерное излучение полностью попадает в исследуемую область, то сигнал может быть записан как [1]

$$I_s(T) = \eta \cdot I_i \cdot N(T) \cdot V \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T) \cdot \Delta\Omega, \quad (1)$$

где $I_s(T)$ – интенсивность рассеянного излучения, η – коэффициент эффективности оптической системы регистрации, I_i – интенсивность падающего лазерного излучения, $N(T)$ – концентрация молекул, на которых происходит рассеяние излучения, V – исследуемый объем, $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T)$ – дифференциальное поперечное сечение рассеяния, $\Delta\Omega$ – телесный угол, в котором происходит регистрация рассеянного излучения.

Степень деполяризации связана с молекулярной поляризуемостью, характеризующей способность молекулы поляризоваться, т.е. приобретать индуцированный дипольный момент под действием внешнего поля, и молекулярной анизотропией, учитывающей изменение характеристик молекулы, отличной от сферически симметричной, т.е. одноатомной. Поэтому далее для более точного определения температурной зависимости дифференциального поперечного сечения рассеяния необходимо рассматривать также и зависимости от температуры этих двух величин. Это выражено в следующей формуле [1]

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T) = \frac{16 \cdot \pi^4}{\lambda^4} \cdot \left(\alpha^2(T) + \frac{7}{45} \cdot \gamma^2(T) \right), \quad (2)$$

где λ – длина волны падающего излучения, $\alpha(T)$ – молекулярная поляризуемость, $\gamma(T)$ – молекулярная анизотропия.

Молекулярная поляризуемость может быть выражена через молекулярную рефракцию, которая определяется как [2]

$$A = \frac{4 \cdot \pi}{3} \cdot N_m \cdot \alpha, \quad (3)$$

где A – молекулярная рефракция, N_m (N_A)– число Авогадро, α – молекулярная поляризуемость.

Тогда, принимая во внимание следующую из уравнения Лорентца-Лоренца связь молекулярной рефракции с температурой и давлением [2]

$$A = \frac{R \cdot T}{p} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (4)$$

где A – молекулярная рефракция, R – универсальная газовая постоянная, p – давление, T – температура. n – показатель преломления вещества, на молекулах которого рассматривается рассеяние, можно переписать выражение для молекулярной поляризуемости

$$\alpha(T) = \frac{3}{4 \cdot \pi \cdot N_A} \cdot \frac{R \cdot T}{p} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \quad (5)$$

Степень деполяризации, равная по определению отношению интенсивности горизонтально поляризованного излучения к интенсивности вертикально поляризованного при рассеянии перпендикулярно первоначальному направлению распространения для случая неполяризованного (естественного) падающего излучения, прямо пропорциональна молекулярной анизотропии [1]

$$\rho_0(\lambda) = \frac{6 \cdot \gamma^2(\lambda)}{45 \cdot \alpha^2(\lambda) + 7 \cdot \gamma^2(\lambda)}, \tag{6}$$

где ρ_0 – степень деполяризации.

Помимо этого, необходимо учитывать, что степень деполяризации равна нулю для сферически симметричных рассеивателей, к которым относятся молекулы аргона, поскольку он является одноатомным газом [1]. Тогда при равенстве нулю степени деполяризации молекулярная анизотропия также равна нулю для одноатомных молекул.

Таким образом, выражение для дифференциального поперечного сечения рассеяния преобразуется к следующему виду

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T) = \frac{16 \cdot \pi^4}{\lambda^4} \cdot \alpha^2(T) \cdot \tag{7}$$

После подстановки в данное выражение формулы (5) получаем

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T) = \frac{\pi^2}{\lambda^4} \cdot \frac{9}{{N_A}^2} \cdot \frac{R^2 \cdot T^2}{p^2} \cdot \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \tag{8}$$

Таким образом, была получена одна из формул, по которой может быть рассчитано дифференциальное поперечное сечение рассеяния.

Также при обзоре литературы по теме исследования был найден второй вариант формулы для расчета данной величины [3]

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{4 \cdot \pi^2 \cdot (n-1)^2}{\lambda^4 \cdot N^2} \cdot \sin^2(\theta) \cdot \frac{3}{3 - 4 \cdot \rho_0}, \tag{9}$$

где N – концентрация молекул, на которых происходит рассеяние излучения, θ – угол рассеяния (угол между направлениями падающего и рассеянного излучений).

Для случая работы при атмосферном давлении без разрежения среды может быть использован закон идеального газа [4]

$$p = N \cdot k \cdot T, \tag{10}$$

где k – постоянная Больцмана.

Тогда, используя уравнение идеального газа, можно переписать выражения для дифференциального поперечного сечения рассеяния в зависимости от условий проведения эксперимента, т.е. давления и температуры

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}(T) = \frac{9 \cdot \pi^2 \cdot k^2 \cdot T^2}{\lambda^4 \cdot p^2} \cdot \left(\frac{n^2(\lambda) - 1}{n^2(\lambda) + 2} \right)^2 \tag{11}$$

или

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega}(T)=\frac{4\cdot\pi^2\cdot\left(n^2-1\right)^2\cdot k^2\cdot T^2}{\lambda^4\cdot p^2}\cdot\sin^2(\theta)\cdot \qquad (12)$$

Подставляя одно из данных выражений в формулу (1), можно получить температурную зависимость интенсивности рассеянного молекулами излучения, регистрируемого камерой.

Также для расчета требуется определить показатель преломления аргона на длине волны, которая будет использоваться в аналогичных экспериментальных исследованиях, что может быть сделано с помощью следующей формулы [5, 6]

$$(n-1)\cdot 10^8=6432{,}135+\frac{286{,}06021\cdot 10^{12}}{14{,}4\cdot 10^9-\left(\tilde{\nu}/cm^{-1}\right)^2}, \qquad (13)$$

где $\tilde{\nu}$ – частота излучения в обратных сантиметрах.

Исследуемый объем и телесный угол регистрации рассеянного излучения рассчитываются через размеры вокселя – области пространства, соответствующей одному пикселю на изображении.

Температурные зависимости дифференциального поперечного сечения рассеяния молекул аргона и интенсивности рассеянного на них излучения, полученные на основе рассмотренных выше выражений с применением обоих вариантов выражения, по которому производится расчет дифференциального сечения рассеяния, в графическом виде приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Расчеты проводились для случая рассеяния лазерного излучения с длиной волны 355 нм на молекулах аргона с использованием величин, соответствующих параметрам экспериментальной установки, на которой проводятся соответствующие исследования.

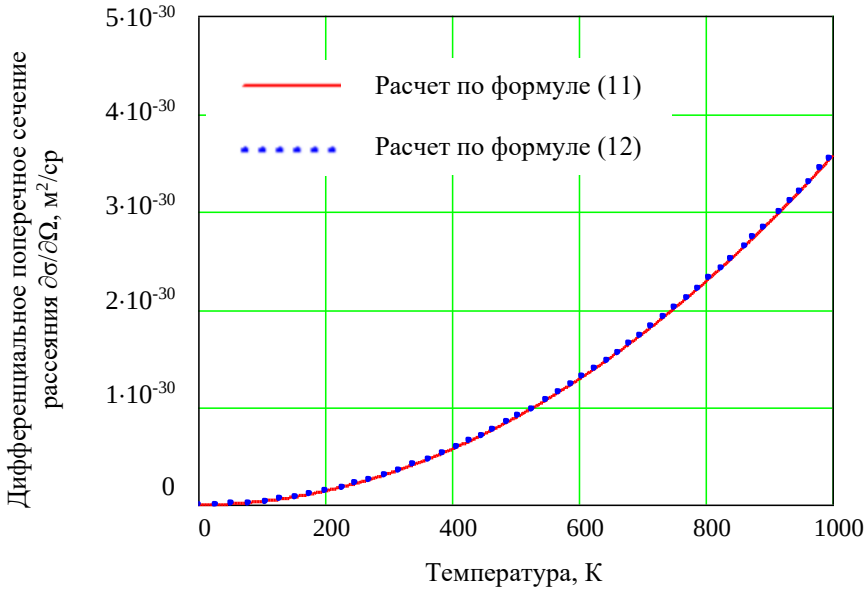


Рис. 1. Температурная зависимость дифференциального поперечного сечения рассеяния

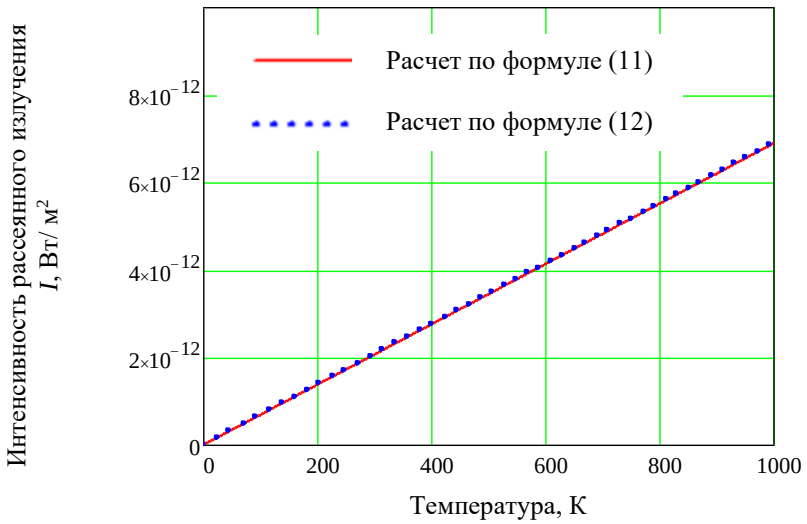


Рис. 2. Температурная зависимость регистрируемой интенсивности рассеянного излучения

Для количественной оценки различия между результатами, полученными двумя путями, были рассчитаны абсолютные и относительные отклонения. Относительное отклонение результатов составило приблизительно 0,15% при любых значениях температуры как для дифференциального поперечного сечения рассеяния, так и для регистрируемой интенсивности рассеянного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение полученных формул для случая рэлеевского рассеяния на молекулах одноатомного газа позволило получить температурную зависимость сигнала, образующегося в случае рассеяния лазерного излучения на молекулах аргона, для последующего сравнения с результатами аналогичных экспериментальных исследований. Малое относительное отклонение результатов, полученных с использованием двух различных формул для сечения рассеяния, позволяет судить о том, что при применении любой из них точность результатов останется практически неизменной. Это позволяет упростить проведение подобного моделирования, поскольку каждая из формул содержит в себе различные параметры рассматриваемой среды или экспериментальной установки, что расширяет диапазон исходных данных, необходимых для проведения расчетов.

Переход к другому одноатомному газу осуществляется путем подстановки нужной зависимости показателя преломления от длины волны. Дальнейшее усовершенствование полученных результатов возможно путем учета температурной зависимости молекулярной анизотропии, что сделает возможным проведение моделирования рассеяния Рэлея не только для одноатомных молекул. Это позволит определить температурные зависимости рэлеевского сигнала для гораздо большего количества газов, рассматриваемых при исследованиях процесса горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sutton, G.** A combustion temperature and species standard for the calibration of laser diagnostic techniques / G. Sutton [et al.] // Combustion and Flame. – 2006. – № 147. – P. 39–48.
2. **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
3. **Sutton, J.A.** Rayleigh scattering cross sections of combustion species at 266, 355, and 532 nm for thermometry applications / J.A. Sutton, J.F. Driscoll // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29. – № 22. – P. 2620–2622.

4. **Miles, R.B.** Laser Rayleigh scattering / R.B. Miles, W.R. Lempert, J.N. Forkey // Measurement Science and Technology. – 2001. – № 12. – P. R33–R51.
5. **Sneep, M.** Direct measurement of the Rayleigh scattering cross section in various gases / M. Sneep, W. Ubachs // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. – 2005. – № 92. – P. 293–310.
6. **Peck E.R.** Dispersion of Argon / E.R. Peck, D.J. Fisher // Journal of the Optical Society of America. – 1964. – Vol. 54. – I. 11. – P. 1362–1364.

Ilin D.V., Skornyakova N.M.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: IlinDVl@mpei.ru

DETERMINATION OF RAYLEIGH SCATTERING INTENSITY TEMPERATURE DEPENDENCE FOR ARGON MOLECULES

ABSTRACT

The temperature dependence of Rayleigh scattering signal is considered in case of spherically symmetric scatterers, e.g., monatomic molecules. The solution of the problem is achieved by determination of temperature dependence of signal parameters. Differential scattering cross-section makes the main contribution in this dependence, which in turn is determined by molecular polarizability and molecular anisotropy depending on temperature.

Modeling of temperature dependence of differential scattering cross-section and signal intensity for Rayleigh scattering of laser light with 355 nm wavelength on argon molecules is performed. Calculations are executed with use of two different formulas defining differential cross-section that include different initial data. Deviations between the results obtained by two ways of calculation are appraised.

RAYLEIGH THERMOMETRY, RAYLEIGH SCATTERING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.7

Винецкий Ю.Р., Кривоклякин Г.Д.

АО «ПО «УОМЗ» – филиал «Урал-Геофизика», Россия, 111123, Москва, ул. Плеханова, 4
E-mail: grigori.2000@mail.ru

ИЗМЕРЕНИЕ ФОТООТКЛИКА ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ГИБРИДНОЙ ИК-МАТРИЦЫ В КОЛИЧЕСТВЕ ЭЛЕКТРОНОВ: СПОСОБ, РЕАЛИЗАЦИЯ, АПРОБАЦИЯ

АННОТАЦИЯ

Теоретически обоснован и экспериментально апробирован простой в реализации, надёжный и при этом достаточно точный способ измерения эффективной выходной ёмкости C_{out} охлаждаемых ИК-матриц («МФПУ 3-го поколения») диапазонов 3-5 мкм и 8-12 мкм, что позволяет по выходному вольтовому сигналу V_{out} рассчитывать размер зарядового пакета пикселя в числе носителей N_e. Знание величины N_e важно при разработке высокочувствительных оптико-электронных систем (ОЭС) тепловидения/теплопеленгации, когда стремятся реализовать режим, максимально близкий к теоретически предельному режиму BLIP, отношение «шум-фон» (ОШФ) в котором выражается числом $1/\sqrt{N_e}$. Сравнивая с ним ОШФ, измеряемое на выходе матрицы, можно оценивать степень совершенства МФПУ и электронного тракта обработки сигнала. Способ основан на измерении зависимости V_{out} от температуры T_{BB} предъявляемого МФПУ чёрного тела и последующем расчёте оптимальных «подгоночных» параметров теоретической кривой $V_{out}(T_{BB})$, на завершающей стадии использующим метод МНК. Точность способа исследована путём эмуляции множественных «виртуальных» экспериментов методом Монте-Карло. Показано, что при весьма умеренных требованиях к точности T_{BB} и V_{out}, а именно, среднеквадратических отклонениях соответственно 0,1°C и 3 единицы младшего разряда из полного 14-битного сигнала, случайная относительная ошибка искомой величины C_{out} не превышает 4%. Экспериментальные результаты, полученные на МФПУ диапазона 3-5 мкм (640x512, 15 мкм), подтверждают точность и надёжность метода.

ИК-МАТРИЦА, МФПУ, ИК-ДИАПАЗОН, РЕЖИМ BLIP, ОТНОШЕНИЕ ШУМ-ФОН, ЭФФЕКТИВНАЯ ВЫХОДНАЯ ЕМКОСТЬ, МЕТОД НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ, ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ, МЕТОД МОНТЕ-КАРЛО

ВВЕДЕНИЕ

В практике разработки высокочувствительных оптико-электронных систем (ОЭС) тепловидения/теплопеленгации (ТпВ/ТпП) на базе современных охлаждаемых матричных фотоприёмных устройств (МФПУ) ИК-диапазона 3-го поколения [1], к каковым принято относить т.н. «смотрящие» матрицы («staring» focal plane arrays), часто возникает вопрос о том, насколько близким к теоретически предельному – обусловленному флуктуациями равновесного фона – является реализуемый в системе уровень пороговой чувствительности. Количественную характеристику степени совершенства МФПУ или ОЭС в целом в этом

смысле даёт отношение достигаемого в системе отношения «шум/фон» (ОШФ) к таковому, имеющему место в режиме ограничения флуктуациями фона (так называемый BLIP-режим [2]). Современный технологический уровень МФПУ 3-го поколения, чувствительных в среднем (3-5 мкм) и дальнем (8-12 мкм) диапазонах ИК-спектра, позволяет в передовых разработках реализовать BLIP-режим или вплотную приблизиться к нему [3-5]. Под отношением «шум/фон» здесь и ниже понимается отношение среднеквадратического отклонения СКО шума $\sigma(V_{out})$ к среднему уровню сигнала, обусловленного фоном $\mathbf{M}(V_{out})$:

$$\text{ОШФ}_{\text{МФПУ}} = \frac{\sigma(V_{out})}{\mathbf{M}(V_{out})}, \quad (1)$$

где V_{out} ассоциируется с фоновой компонентой сигнала, $\mathbf{M}$ – символ усреднения, тогда как референтным является ОШФ_{BLIP}, значение которого, в соответствии с [6,7], есть

$$\text{ОШФ}_{\text{BLIP}} = \frac{\sigma(N_e)}{N_e} = \frac{\sqrt{N_e}}{N_e} = \frac{1}{\sqrt{N_e}}. \quad (2)$$

Таким образом, для оценки степени совершенства МФПУ/ОЭС с позиций близости к режиму BLIP достаточно, помимо измеряемых без каких-либо проблем $\sigma(V_{out})$ и $\mathbf{M}(V_{out})$ (1), располагать также значением N_e. Именно в этом и состоит проблема: элементарное определение N_e на основании измерений амплитуды выходного сигнала V_{out} с последующим пересчётом её в N_e посредством связующего параметра – эффективной ёмкости C_{out} как

$$N_e = \frac{C_{out} \cdot V_{out}}{q_e} \quad (3)$$

на практике оказывается невозможным, так как производителем МФПУ, как правило, значение C_{out} не приводится. Расчёт N_e «на входе» МФПУ – на основе измерения потока облучения – также затруднителен, поскольку границы спектральной характеристики чувствительности (СХЧ) МФПУ, определяемые предматричным охлаждаемым фильтром также сообщаются с допусками, делающими расчёт C_{out} лишь оценочным.

В описываемом способе измерительная процедура состоит в регистрации откликов V_{out} пикселей МФПУ на излучение чёрного тела (ЧТ), температура которого T_{BB} варьируется в некотором диапазоне $[T_{BB1}, T_{BB2}]$. Сущность алгоритма экстракции значения C_{out} из экспериментальных данных состоит в нахождении таких параметров модельной (теоретической) зависимости $V_{out}(T_{BB})$, которые наилучшим образом совпадают с экспериментом; при этом процедура поиска оптимальных «подгоночных» параметров методом наименьших квадратов (МНК) [8] полностью автоматизируется.

ЭКСПЕРИМЕНТ: ОБЪЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЙ, ЗАМЫСЕЛ, РЕЗУЛЬТАТЫ

Объектами измерений были два однотипных (ниже обозначаемых как «МФПУ-1» и «МФПУ-2») образца МФПУ среднего ИК-диапазона («Scorpio-MW», 640x512, 15 мкм [3]). Границы λ_1, λ_2 СХЧ, согласно паспортным данным, задавались как $\lambda_1=\lambda_{10}\pm\delta\lambda$, $\lambda_2=\lambda_{20}\pm\delta\lambda$, где λ_{10}=3,7 мкм, λ_{20}=4,8 мкм, $\delta\lambda$=0,2 мкм; пропускание фильтра τ_ϕ в области прозрачности составляло τ_ϕ=0,9.

Замысел эксперимента основывался на следующих соображениях. Поток фотонов $\mathcal{F}$, излучаемых ЧТ, определяется законом Планка [2], и при известных значениях температуры ЧТ T_{BB} и границ СХЧ λ_1, λ_2 полностью определён. Если эти параметры известны с достаточной точностью, то далее на основе знания относительного отверстия, коэффициента пропускания фильтра и площади пикселя могло бы быть рассчитано количество фотонов, попадающих на

пиксель за время накопления, и при условии, что известна квантовая эффективность фотопреобразования – найдено и число электронов N_e в зарядовом пакете, передаваемом на выход МФПУ. Проблемой при таком способе расчёта является плохая определённость границ СХЧ λ_1 и λ_2: в интересующем нас спектральном интервале зависимость потока фотонов от них является весьма резкой, и при указанной выше неопределённости задания λ_1 и λ_2 точность результата оказывается неприемлемой. Напротив, в описываемом нами способе это обстоятельство – существенная зависимость потока излучения ЧТ от λ_1 и λ_2 – используется в качестве полезного фактора.

При проведении экспериментов использовалось ЧТ метрологического класса с площадью рабочей поверхности 15х15 см, коэффициентом излучения не менее 0,98, точность задания температуры ΔT_{BB} составляла 0,1°С. Используемое в дальнейших расчётах значение V_{out} формировалось как средний по центральной зоне размером 80х80 пикселей сигнал, усредняемый по 64 последовательным кадрам. Измерения величины отклика пикселей производились с помощью штатного 14-разрядного АЦП из состава разрабатываемой ОЭС, цена единицы младшего разряда (ЕМР) АЦП составляла $V_{МЗР}$=122,07 мкВ. По результатам измерений, во всем диапазоне температур ЧТ СКО шума выходного сигнала МФПУ отвечало не более чем 3 единицам ЕМР.

Основные экспериментальные результаты представлены на рис. 1 и 2, а также в табл. 1. На рис. 1 представлены результаты наилучшей аппроксимации экспериментальных данных теоретическими кривыми зависимостей $V_{out}(T_{BB})$.

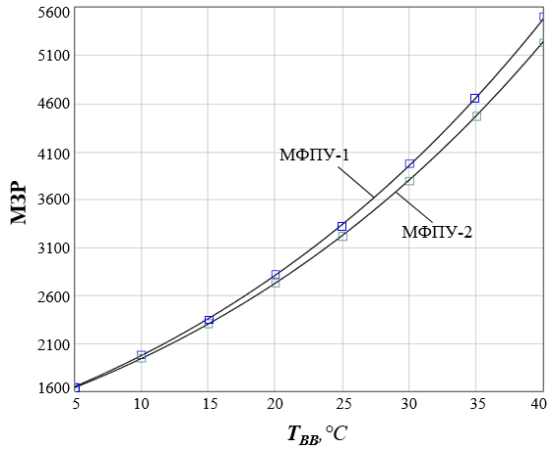


Рис. 1. Результаты измерений откликов двух образцов МФПУ на предъявляемое ЧТ с различными температурами: квадраты – экспериментальные значения V_{out}, сплошные линии – модельные (теоретические) зависимости с параметрами, полученными как результат наилучшей аппроксимации

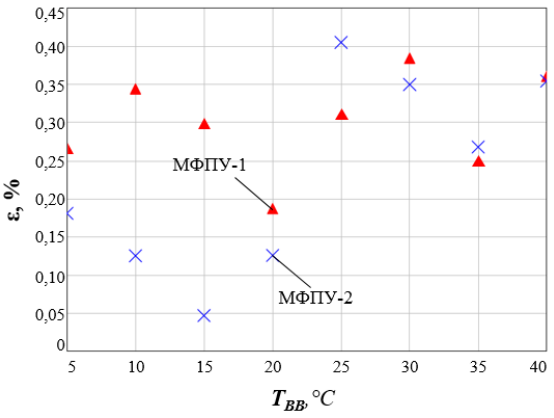


Рис. 2. «Невязка» – абсолютная величина относительной ошибки подгонки модельных (теоретических) зависимостей под экспериментальные результаты

Как можно видеть из рис. 1 и 2, при подгонке может быть достигнута впечатляющая точность совпадения теории с экспериментом – величина «невязки» при любой температуре не превышает половины процента. Далее, из табл. 1 видно, что найденные для МФПУ-1 и МФПУ-2 значения выходной емкости C_{out} совпадают с точностью до третьего знака –

Табл. 1. Рассчитанные параметры исследуемых образцов МФПУ

Параметр	МФПУ-1	МФПУ-2
Эффективная выходная емкость, C_{out}, пФ	**0,549**	**0,549**
Сдвиг «номинальных» границ спектрального интервала, δλ, мкм	0,044	-0,006
Коэффициент «просачивания» лабораторного фона β	0,068	0,107

при том, что определяемые предматричным фильтром значения границ СХЧ у этих образцов, изготовленных в различное время, ожидаемо оказываются различными. Эти обстоятельства, делая способ привлекательным, вызывают также вопрос о том, насколько систематичной является продемонстрированная точность – вопрос, также рассматриваемый ниже в данной работе.

РАСЧЁТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ. АЛГОРИТМ РАСЧЁТА

Применённый нами способ расчёта искомых параметров C_{out}, δλ по входным данным $V_{out}(T_{BB})$ основывался на следующей простой математической модели. Количество излучённых ЧТ с температурой T_{BB} фотонов, в рабочем спектральном интервале [λ_1, λ_2], облучивших фоточувствительную площадку пикселя с площадью d_{px}^2 за время накопления T_{int}, определяется выражениями

$$N_{ph_BB} = \mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{BB}) \cdot G_{ph}, \quad (4)$$

$$G_{ph} = \varepsilon_{\text{ЧТ}} \cdot AF \cdot d_{px}^2 \cdot \tau_{\text{ф}} \cdot T_{int}, \quad (5)$$

где $\mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{BB})$ – интеграл по области $[\lambda_1, \lambda_2]$ от функции Планка – спектрально-поверхностной плотности потока фотонов, излучаемых абсолютно чёрным телом в полусферу [2], G_{ph} – константа, представляющая собой произведение сомножителей, значение каждого из которых считаем определённым, а именно: $\varepsilon_{\text{ЧТ}}$ – коэффициент излучения ЧТ ($\varepsilon_{\text{ЧТ}} > 0{,}98$); AF – апертурный коэффициент, определяемый величиной относительного отверстия (в наших МФПУ $F/\#=2$ и $AF=1/17$) [9]; $\tau_{\text{ф}}$ – коэффициент пропускания охлаждаемого предматричного фильтра в области прозрачности [λ_1, λ_2] (в наших МФПУ $\tau_{\text{ф}}=0{,}9$). Так как на практике в эксперименте не удаётся полностью исключить попадание в апертуру МФПУ паразитного «лабораторного» фона окружающей среды, в модели учитывается его вклад N_{ph_rm} в общее количество фотонов N_{ph}, облучивших пиксель. С учётом этого вклада, записываемого аналогично (4), но с малым коэффициентом «просачивания» к МФПУ фона окружающей среды $\beta << 1$ (её температуру полагаем известной и равной T_{rm}), суммарное количество облучивших пиксель фотонов даётся выражением

$$N_{ph} = N_{ph_BB} + N_{ph_rm} = [\mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{BB}) + \beta\mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{rm})] \cdot G_{ph}. \quad (6)$$

Выражение для накопленных пикселем электронов N_e отличается от N_{ph} (6) только наличием еще одного сомножителя η – квантовой эффективности фотопреобразования. Далее, ИК-матрица предполагается прямоинжекционной, поэтому зарядовый пакет, содержащий N_e

носителей, транслируется мультиплексором на выход, что позволяет записать для выходного сигнала V_{out}

$$V_{out} = N_e \frac{q_e}{C_{out}} = [\mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{BB}) + \beta\mathcal{F}(\lambda_1, \lambda_2, T_{rm})] \cdot G_v, G_v = G_{ph} \cdot \eta \cdot \frac{q_e}{C_{out}}. \quad (7)$$

Поскольку допускается сдвиг спектрального интервала фильтра, $\lambda_1=\lambda_{10}+\delta\lambda$, $\lambda_2=\lambda_{20}+\delta\lambda$, где «номинальные» значения границ интервала λ_{10} и λ_{20} известны, а $\delta\lambda$ подлежит определению, перепишем (7) с выделением всех трёх искомых параметров – ($\delta\lambda$, C_{out}, β) – в функциональной зависимости V_{out} от температуры T_{BB}:

$$V_{out}(\delta\lambda, C_{out}, \beta;\ T_{BB}) = [\mathcal{F}(\lambda_{10} + \delta\lambda, \lambda_{20} + \delta\lambda; T_{BB}) + \beta\mathcal{F}(\lambda_{10} + \delta\lambda, \lambda_{20} + \delta\lambda; T_{rm})] \cdot G_v. \quad (8)$$

Выражениями (5), (7), (8) исчерпывается применяемая математическая модель, используемая при обработке «сырых» экспериментальных данных. Алгоритм расчёта тройки вышеназванных искомых параметров, прежде всего C_{out}, использующий эту модель, описывается ниже. К сожалению, ограниченный объем этой работы не позволяет в этой сокращенной версии работы воспроизвести все выкладки, приводящие к конечной формуле (13). Эти выкладки мы намерены детально представить в предстоящей расширенной журнальной публикации, ограничиваясь здесь словесными пояснениями в ряде мест.

Для придания формулам более компактного вида будем использовать следующие обозначения: 1) значение потока $\mathcal{F}$ в «номинальном» спектральном интервале [λ_{10}, λ_{20}] обозначим как $\mathcal{F}_0(T)$: $\mathcal{F}_0(T) \equiv \mathcal{F}_0(\lambda_1, \lambda_2, T)$; 2) оператор вычисления приращения некоторой функции двух переменных $f(x,y)$ при приращении Δx первой из переменных будем обозначать как $D^x f(x,y)$: $D^x f(x,y) \equiv f(x+\Delta x,y) - f(x,y)$. Приращение сигнала V_{out} при приращении температуры ΔT с введёнными выше обозначениями запишется как

$$D^T V_{out}(\lambda_1, \lambda_2; T) = \left[\int_{\lambda_{10}+\delta\lambda}^{\lambda_{20}+\delta\lambda} Q(\lambda, T + \Delta T)d\lambda - \int_{\lambda_{10}+\delta\lambda}^{\lambda_{20}+\delta\lambda} Q(\lambda, T)d\lambda\right] \cdot G_v. \quad (9)$$

Переход от (8) к (9) позволяет освободиться от влияния «паразитного» лабораторного фона, так как последний не изменяется с температурой ЧТ.

Далее, с учётом малости $\delta\lambda$, интегралы в (9) можно приближённо представить в виде двух первых членов ряда Тейлора по $\delta\lambda$, отбрасывая более высокие степени $\delta\lambda$: оценка вносимой при этом ошибки применительно к нашему спектральному диапазону показывает, что при положительных температурах ($T \geq 0$°C) она не превысит 3% даже при максимально допустимом $|\delta\lambda|$=0,2 мкм. Обозначая, подобно введённому выше «T - приращению» $D^T\mathcal{F}_0(T)$, «λ - приращение» $D^\lambda Q_0(T) \equiv Q_0(\lambda_{20},T) - Q_0(\lambda_{10},T)$, выражение (9) для приращения сигнала при изменении температуры можно записать в виде:

$$D^T V_{out}(T) = \left[D^T\mathcal{F}_0(T) + \delta\lambda \cdot D^T D^\lambda Q_0(T)\right] \cdot G_v. \quad (10)$$

Разделив обе части (10) на $D^T\mathcal{F}_0(T)$, логарифмируя, снова пользуясь малостью $\delta\lambda$ и удерживая только первый член в разложении логарифма в ряд по степеням $\delta\lambda$, получим окончательно

$$\ln\left[\frac{D^T V_{out}(T)}{D^T\mathcal{F}_0(T)}\right] = \delta\lambda \cdot \frac{D^T D^\lambda Q_0(T)}{D^T\mathcal{F}_0(T)} + \ln G_v. \quad (11)$$

Выражение (11) и является основанием для применения алгоритма расчёта искомых параметров с применением МНК: действительно, обозначая полностью определённые функции, содержащиеся в левой и правой частях (11), посредством

$$B_1(T) \equiv D^T\mathcal{F}_0(T), \qquad B_2(T) \equiv \frac{D^T D^\lambda Q_0(T)}{D^T\mathcal{F}_0(T)}, \tag{12}$$

получаем из (12) выражение

$$\ln[D^T V_{out}(T)] = \delta\lambda \cdot B_2(T) + \ln G_v + \ln[B_1(T)]. \tag{13}$$

Далее подставляем в (13) соответствующие значения сигнала V_{out} и температуры T_{BB} из экспериментально полученной последовательности пар этих значений; правая часть (13) линейна по искомым параметрам и, помимо них, не содержит неизвестных параметров; следовательно, для каждой пары (δλ, G_v) полностью определена. Поэтому алгоритм вычисления искомых параметров δλ и G_v на основании (13) очевиден: он состоит в применении МНК к зависимости $\ln[D^T V_{out}(T)]$, рассматриваемой как линейная функция аргумента $B_2(T)$ с искомыми коэффициентами: угловым δλ и аддитивным $\{\ln G_v + \ln[B_1(T)]\}$. Определив G_v из (7), остаётся, вспоминая определения констант G_{ph} и G_v в (5) и (7), найти из последнего искомое значение эффективной входной ёмкости как

$$C_{out} = \frac{G_e q_e}{G_v} = \frac{1}{G_v} \cdot \left(\varepsilon_{\text{ЧТ}} \cdot AF \cdot d_{pix}^2 \cdot \tau_{\text{ф}} \cdot T_{int} \cdot \eta \cdot q_e\right). \tag{14}$$

Изложенный способ определения C_{out}, как видно из (14), предполагает определёнными из данных производителя МФПУ и ЧТ параметры $\varepsilon_{\text{ЧТ}}$, d_{pix}, $\tau_{\text{ф}}$ и η. Как правило, эти параметры приводятся в документации, сопровождающей изделия. Систематическая ошибка значения C_{out}, вычисляемого по (14), вызванная ошибками значений, перечисленных выше параметров, не является предметом анализа в данной работе.

«Физический смысл» выполненного выше преобразования от (8) к (13) состоит в том, что конгруэнтные свойства исходной кривой $V_{out}(T_{BB})$ «концентрируются» в двух независимо определяемых её параметрах – δλ, определяющем кривизну данного участка кривой, и G_v, определяющего её масштаб по вертикали. После МНК-расчёта этих параметров можно также найти исключённое на первом этапе преобразований значение коэффициента «просачивания» лабораторного фона β – как оптимальное значение сдвига «подгоночной» кривой по вертикали, и тем самым добиться совмещения теоретической кривой с экспериментальными точками на всём протяжении использованного интервала температур ЧТ. Результаты такого полного совмещения в практических случаях МФПУ-1 и МФПУ-2, демонстрирующих «визуально безупречное» качество аппроксимации, и были представлены выше (см. рис. 1, 2). Как и предполагалось, найденная величина коэффициента «просачивания» оказывается малой.

Пример работы программы – наилучшая линейная аппроксимация экспериментальных пар (V_{out}, T_{BB}) – представлен на рис. 3. Рисунок также иллюстрирует высокую чувствительность положения аппроксимирующей линии к выбору значения δλ, что говорит о хорошей точности используемого метода.

«ВИРТУАЛЬНЫЕ» ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Чтобы исключить случайность представленных выше впечатляющих по точности и воспроизводимости результатов (см. рис. 1 и 2 и табл. 1) и обосновать возможность применения способа как регулярного нами была выполнена серия «виртуальных» экспериментов, в ходе которых методом Монте-Карло разыгрывалось влияние случайных ошибок входных данных (V_{out}, T_{BB}) на значения целевых параметров – C_{out} и δλ. Количество

разыгрываемых реализаций составляло $2 \cdot 10^2$. В качестве средних значений для C_{out} и $[\lambda_1, \lambda_2]$ в представленных ниже результатах фигурировали значения, определённые ранее для МФПУ-1 (см. табл. 1). СКО случайных ошибок σ_{Vout} и σ_{TBB} варьировались: в наиболее точном варианте, представленном ниже в левом столбце табл. 2, они принимались соответствующими фактическим погрешностям измерений, имевшим место в экспериментах с МФПУ (соответственно, 0,1°C для T_{BB} и 3 EMP из 2^{14} для V_{out}), что соответствовало совокупной относительной ошибке в величине потока, ассоциируемого с данной температурой, равной 0,5% (см. табл. 2). Два других варианта, отражённые в табл. 2, отвечали относительной ошибке вдвое и втрое большей – 1% и 1,5%.

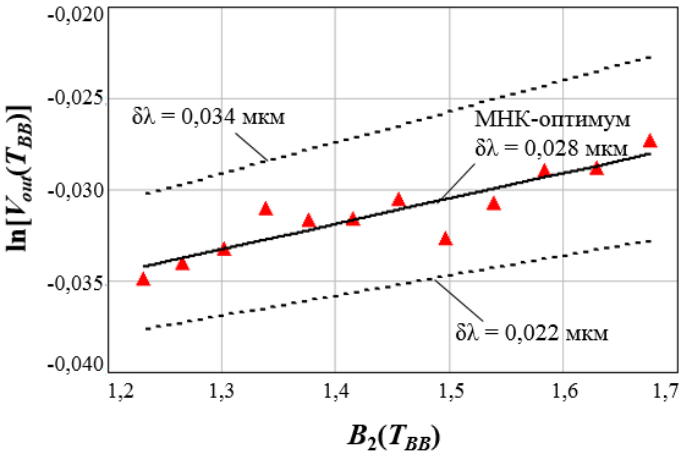


Рис. 3. Пример аппроксимации МНК экспериментальных данных:
по вертикали – сигнал в логарифмическом масштабе; по горизонтали – функция $B_2(T_{BB})$. Сплошная линия – найденное МНК-автоматом наилучшее значение δλ. Штриховые линии отвечают близким, но неоптимальным значениям δλ

Табл. 2. Ошибки определения $C_{вых}$ при обработке данных «виртуальных» экспериментов

Задаваемая относительная случайная ошибка исходных данных $\sigma_{Vout\ \&\ TBB}$	0,5%	1%	1,5%
Относительная случайная ошибка определения C_{out} $\sigma_{Cвых}/C_{out}$	1,2%	2,7%	3,6%
Относительная систематическая ошибка определения C_{out} $\Delta_{Cвых}/C_{out}$	<0,2%	0,4%	0,2%

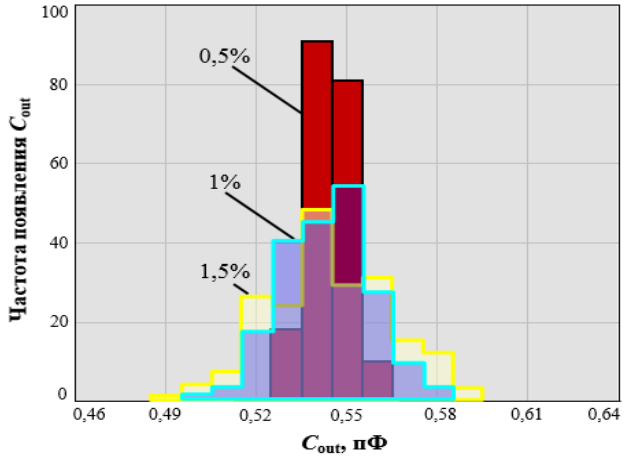


Рис. 4. Гистограмма расчётных значений параметра C_{out} в «виртуальных» экспериментах

Основные результаты «виртуальных» экспериментов представлены в табл. 2 и иллюстрируются гистограммами расчётных значений C_{out} на рис. 4.

Как следует из табл. 2, предложенный способ обработки исходных данных является устойчивым к их случайным ошибкам: относительная СКО определяемого параметра: C_{out} изменяется приблизительно пропорционально исходной СКО в интервале от 1,2% до 3,6%; важно при этом, что «перекрёстного» влияния ошибок $\delta\lambda$ на ошибки C_{out} как главного целевого параметра не наблюдалось. Незначительными оказываются также систематические ошибки – относительные уклонения расчетных средних значений от предустановленных исходных. Характер представленных на рис. 4 гистограмм также свидетельствует об устойчивости расчётного алгоритма: все гистограммы имеют колоколообразный вид и не содержат каких-либо особенностей.

Таким образом, представленные результаты статистического моделирования позволяют вынести положительное заключение об устойчивости и приемлемой точности способа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и подробно изучен способ измерения эффективной выходной ёмкости C_{out} фотоприёмных матриц, знание величины которой позволяет вести пересчёт выходного сигнала V_{out} современных МФПУ среднего и дальнего ИК-диапазонов в количество электронов в зарядовом пакете. Способ прост в реализации, и при умеренных требованиях к измерительной аппаратуре обеспечивает хорошую точность результатов. Возможность находить с помощью полученного значения C_{out} количество носителей в обрабатываемом МФПУ зарядовом пакете позволяет просто и надежно оценивать степень близости реализуемого в МФПУ/ОЭС режима к теоретически предельному BLIP-режиму, что является для высокочувствительных ОЭС важным показателем уровня разработки. Как представляется, описываемый способ будет полезен разработчикам ОЭС среднего и дальнего ИК-диапазонов как при проектировании ответственных ОЭС тепловидения/тепло-пеленгации, так и при оценке параметров действующих систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Филачёв А.М., Таубкин И.И., Тришенков М.А.** Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. М.: Физматкнига, 2010. 128 с.
2. **Хадсон Р.** Инфракрасные системы / Под ред. Н.В. Васильченко М.: Мир, 1972. 534 с.
3. **Lynred**: официальный сайт. [Электронный ресурс]. URL: https://lynred.com/products/scorpio-mw-product-range (дата обращения: 11.12.2018).
4. **Shkedy L., Markovitz T., Calahorra Z.** et al. Megapixel digital InSb detector for midwave infrared imaging // Optical Engineering. 2011. № 50 (6). P. 101-108.
5. **i3system**: официальный сайт. [Электронный ресурс]. URL: http://i3system.com/cooled_detector/sxgatype1/?lang=en (дата обращения: 09.09.2018).
6. **Тришенков М.А.** Фотоприёмные устройства и ПЗС. Обнаружение слабых оптических сигналов. М.: Радио и связь, 1992. 400 с.
7. **Ван дер Зил А.** Шум (источники, описание, измерение) / Под ред. А.К. Нарышкина. М.: Сов. радио, 1973. 228 с.
8. **Коломиец Л.В.** Метод наименьших квадратов: метод. указания. Самара: изд-во Самарского университета, 2017. 32 с.
9. **Справочник по инфракрасной технике** / Под ред. У. Волф, Г. Цисис. В 4-х тт. Т. 1. Физика ИК-излучения: Пер. с англ. М.: Мир, 1995. 606 с.

Vinetski Yu.R., Krivoklyakin G.D.

JSC «PA «UOMP» – branch «Ural-Geofizika», Russia, 111123, Moscow, Plekhanova str., 4
E-mail: grigori.2000@mail.ru

MEASURING OF THE PHOTO-RESPONSE OF HIGH-SENSITIVITY IR FPA IN THE QUANTYTY OF ELECTRONS IN THE PIXEL'S CHARGE PACKETS: THE METHOD, ITS IMPLEMENTATION AND APPROVAL

ABSTRACT

To calculate the number of electrons N_e in the charge-packets generated in the pixels of modern cooled IRFPAs (referred as 3rd- gen IRFPAs) of 3-5 μm or 8-12 μm spectral band, a simple, reliable, and accurate enough method of measuring an effective value of output capacitance, C_{out}, is described, theoretically found and experimentally approved. With C_{out}, one may calculate N_e from corresponding values of output voltaic readouts V_{out} of IRFPA. Knowing N_e is important for designers of high-sensitivity opto-electonic system (OES) for IR imaging/IR DF applications, who tend to attain BLIP-mode of operation in their systems. This mode provides theoretically ultimate level of OES threshold sensitivity, with noise-to-background ratio being equal to $1/\sqrt{N_e}$. Comparing such the ultimate NBR to those of the system being developed, one can evaluate an important figure-of-merit for the design. The method is based on measuring «V_{out}–vs–T_{BB}» data, the T_{BB} being the temperature of the blackbody viewed by the studied OES, followed by the computation procedure based on Least-Mean-Square (LMS) method of finding the best values of the target parameters – the values which bring the best fit of theoretical curve to the experimental data. The accuracy of the method has been investigated by statistical modeling via Monte-Carlo method in a vast number of «virtual» experiments, emulating random measuring errors in V_{out} and T_{BB}. Shown are that with the moderate requirements to the accuracies of V_{out} and T_{BB}, those ones being, correspondingly, of 0,1 deg and 3 LSB (with full dynamic range being 14-bit), the relative error in C_{out} will not exceeds 4%. The results of the experiments performed on practical 3-5um IRFPAs (IDDCAs, 640x512, 15 μm) are demonstrated, verifying both good accuracy and reliability of the proposed method.

IR FPA, IDDCA, INFRARED, BLIP, NOISE-TO-BACKGROUND RATIO, EFFECTIVE OUTPUT CAPACITANCE, LEAST SQUARES METHOD, MEASUREMENT ACCURACY, MONTE-CARLO METHOD

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 616-073.65

Дудоров Е.А., Аксенов А.М., Бадеев В.А., Мурашкина Т.И.

Пензенский государственный университет, Россия,
440026, Пенза, Красная ул., 40, E-mail: evgenydudorov@yandex.ru

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ СРЕДЫ

АННОТАЦИЯ

В статье приведены результаты расчета минимального времени функционирования волоконно-оптического датчика перемещения, в конструкцию которого введена оптическая насадка, изолирующая оптические волокна от среды с повышенной до +500 ºС температур и давлением до 10 МПа. Для этого разработана расчетная конструктивная схема датчика и эквивалентные схемы тепловых цепей. Были приняты следующие исходные данные для расчета: габаритные размеры датчика Ø8х60 мм, используются оптические волокна, температура эксплуатации которых не превышает 100 ºС, материалы: корпуса датчика – 12Х18Н10Т, изоляционного слоя – асбоцемент, оптической насадки – стекло кварцевое отожжённое. Рассмотрены два варианта прохождения теплового потока через элементы датчика. Определено, что наименьшее из двух найденных значений время равно 250 часам.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК, ПЕРЕМЕЩЕНИЕ, ОПТИЧЕСКАЯ НАСАДКА ТЕПЛОВОЙ ПОТОК, РАСЧЕТ, ВРЕМЯ ФУНКЦИОНИОВАНИЯ, ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА

ВВЕДЕНИЕ

Многие волоконно-оптические датчики (ВОД) предназначены для проведения измерений в условиях повышенных до +500 ºС температур при воздействии давления окружающей или измеряемой среды от 10^{-6} мм. рт. ст. до 10 МПа [1, 2, 3].

Оптические волокна (ОВ) на работу в подобных условиях не рассчитаны, поэтому для подвода оптического излучения в зону измерения используют оптические насадки, например, в виде цилиндрического стержня из высокотемпературного стекла и различные теплоизолирующие материалы [4, 5, 6]. Кроме того, применяются способы установки датчиков, снижающие тепловую нагрузку на них, например, применением теплоотводящих массивных элементов [7, 8]. Но даже в этом случае такие датчики сохраняют свою работоспособность в течение ограниченного времени. Поэтому стоит задача определения времени функционирования ВОД для каждого конкретного случая на основании физических процессов, сопровождающих прохождение тепловых потоков через структуры датчиков, в первую очередь, для датчиков, использование которых ограничено временем функционирования объекта. К таким объектам можно отнести космические аппараты (КА) с непродолжительным временем существовании на орбите [9].

В работе [6] было предложено техническое решение волоконно-оптического датчика (ВОД) продольных или поперечных перемещений для КА, в конструкцию которого введены теплоизолятор и оптическая насадка, изолирующая ОВ от среды с повышенной до +500 ºС температуры и давлением до 10 МПа (рисунок 1).

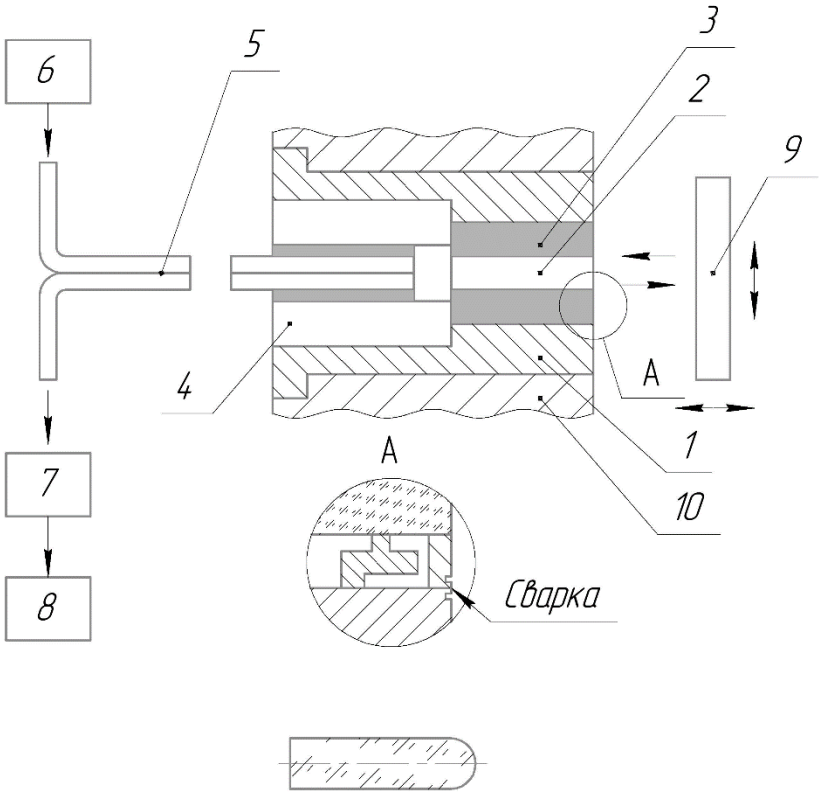


Рис. 1. Общий вид ВОД перемещений с насадкой

Датчик содержит корпус 1 из жаростойкой стали (например, 12Х18Н10Т), жаростойкую насадку 2 из стекла (например, кварцевого или лейкосапфира), соединенную с корпусом посредством оправы 3 из стали с ТКЛР наиболее близким к ТКЛР стекла (например, 29НК), втулку 4 из теплоизоляционного материала (например, асбоцемента), волоконно-оптический кабель (ВОК) 5, источник излучения 6, приемник излучения 7, регистрирующее устройство 8, отражатель 9. Отверстия оправы 3 заполняются термостойким клеящим составом (например, клеем К400), имеющим большую вязкость, что позволяет увеличить эффективную длину склеиваемых поверхностей и, соответственно, повысить прочность и герметичность соединения при воздействии повышенного давления.

От источника излучении 6 световой поток по ВОК 5 через оптическую насадку 2 проходит в зону измерения, падает на отражатель 9, который закреплен на части изделия, перемещение которой измеряется. Отраженный световой поток, несущий информацию об измеряемом перемещении, проходит через насадку 2 по ВОК 5 на приемник излучения 7, где происходит оптоэлектронное преобразование сигналов. Окончательная обработка информации происходит в регистрирующем устройстве 8.

Для увеличения времени функционирования ВОД при повышенной температуре он устанавливается на изделие в кронштейне 10 с большой теплоемкостью (например, из алюминиевого сплава). Корпус 1 и торцы насадки 2 контактируют с окружающей средой с повышенной до +500 ºС (справа от кронштейна 10 на рисунке 1). Слева от кронштейна температура окружающей среды не должна превышать +100 ºС (ограничено максимальной температурой эксплуатации используемого ОВ). В связи с наличием теплоизолятора 4, металлической детали 10 с высокой теплоемкостью, отводящей часть тепла от корпуса 1 и оправы 3, и оптической насадки 2 с малым коэффициентом теплопроводности, температура выше + 100 ºС достигнет ОВ 5 по истечении некоторого времени от начала проведения

измерений. ВОД будет работоспособен при высокой температуре тем дольше, чем выше теплоизоляционные свойства теплоизолятора 4 и больше его толщина, и чем больше теплоемкость металлических деталей 3 и 10.

Цель работы – расчет времени функционирования ВОД перемещений со специальной оптической насадкой в условиях повышенных до +500 ºС температур для доказательства их возможного безопасного применения.

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

В работе используется дифференциальное уравнение теплопроводности в твердом многослойном цилиндрическом теле, где перемещение вещества отсутствует (закон Фурье) [10,11]. Для расчета температурного поля в твердом теле используется уравнение теплопроводности, связывающее время, плотность, коэффициент теплопроводности и удельную теплоемкость вещества и, соответственно, количество тепла, выделяемого или поглощаемого в единицу времени в единице объема. Применяются принципы последовательного и параллельного соединений термических сопротивлений в цепь для задачи о теплопроводности в полом цилиндре.

Согласно второму закону термодинамики процесс теплопередачи идет от среды с большей температурой к среде с меньшей температурой. Теплопередача через непроницаемую стенку включает в себя следующие процессы: а) теплоотдачу от горячей среды к стенке; б) теплопроводность внутри стенки; в) теплоотдачу от стенки к холодной среде.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже приведен расчет времени функционирования реальной конструкции ВОД, рассчитанного на бесконтактное измерение продольного перемещения в диапазоне (0…16) мм при воздействии повышенной до +500 ^{O}C температуры.

С учетом вышесказанного разработана расчетная упрощенная конструктивная схема датчика (рисунок 2).

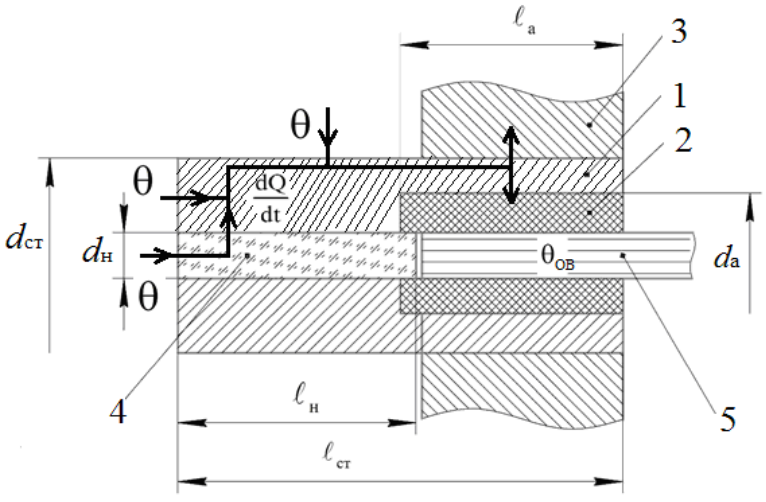


Рис. 2. Расчетная упрощенная конструктивная схема ВОД

Изолирующая стенка состоит из двух коаксиальных цилиндрических слоев: стального корпуса 1, асбоцементного изолятора 2, отличающихся по теплопроводности, и одного слоя отсечки из жаростойкой прозрачной кварцевой насадки 4. Со стальным корпусом 4 контактирует металлическая деталь 3 с высокой удельной теплоемкостью.

Исходные данные для расчета следующие:

- габаритные размеры датчика Ø 8х60 мм;

- используются ОВ, температура эксплуатации которых не превышает 100 ºС;
- корпус датчика стальной (12Х18Н10Т);
- материал изоляционного слоя – асбоцемент;
- материал оптической насадки – стекло кварцевое отожжённое прозрачное.

Необходимо определить время *t*, за которое температура в зоне ОВ повысится от нормальной (20 ºС) до максимально возможной на волокно (100 ºС).

Металлический корпус 1 и деталь 3 имеют коэффициенты теплопроводности, превышающие в сотни и тысячи раз коэффициент теплопроводности изоляционного слоя (асбоцемента). Поэтому они не являются сколько-нибудь заметными сопротивлениями передачи тепла, и температурный перепад в них практически равен нулю. Поэтому в расчете термическое сопротивления металлических деталей не учитывается.

Расчет проводится для двух возможных случаев:

1) когда тепловой поток *dQ/dt* проходит в зону ОВ через металлический корпус 1 и изоляционный слой 2, дополнительный отвод тепла от датчика осуществляется через металлическую деталь 3;

2) когда тепловой поток *dQ/dt* проходит в зону ОВ через оптическую насадку 4, дополнительный отвод тепла осуществляется через металлические детали 1 и 3.

Для первого случая эквивалентная схема тепловых цепей приведена на рисунке 3, для второго – на рисунке 4.

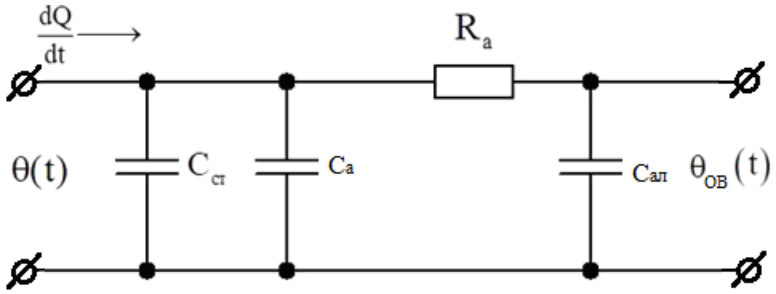


Рис. 3. Эквивалентная схема тепловых цепей первого случая

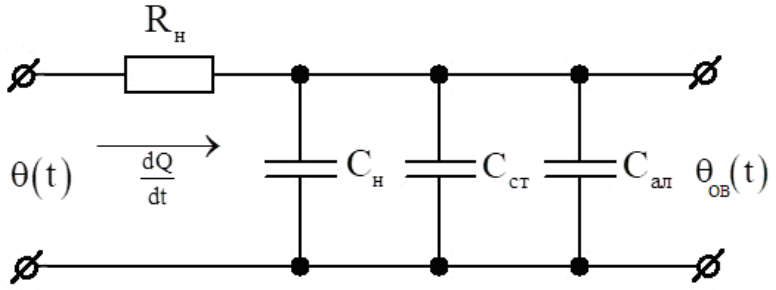


Рис. 4. Эквивалентная схема тепловых цепей второго случая $\theta_{ОВ}$

При расчете значение промежутка времени *t* должно быть меньше или равно наименьшему из найденных для указанных двух случаев. В первом случае (см. рисунок 3) уравнение баланса температуры при изменении ее в зоне ОВ от θ_o до $\theta_в$ имеет вид

$$\theta = \frac{dQ}{dt} R_a + \frac{Q}{C'} = \frac{d\theta}{dt} T + \theta_{OB},$$

где $T = R_a C^2$; $\theta_в = \frac{dQ}{dt}$; $C' = C_{ст} m_{ст} + C_{ал} m_{ал} + C_a m_a$; $R_a = \frac{l_a}{\lambda_a S_a}$;

где $m_{ст} = \rho_{ст} V_{ст}$; $m_{ал} = \rho_{ал} V_{ал}$; $m_a = \rho_a V_a$;

$$S_a = \frac{\pi d_a^2}{4} - \frac{\pi d_н^2}{4};\ \ S_{ст} = \frac{\pi d_{ст}^2}{4} - \frac{\pi d_a^2}{4};$$

или $\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{T}(\theta - \theta_в)$.

Разделив переменные, выполним интегрирование: $\int \frac{d\theta}{\theta - \theta_{ОВ}} = \frac{1}{T}\int(\theta - \theta_{ОВ})$. Получаем

$\ln|\theta - \theta_в| = \frac{1}{T}t + \ln A,\ A = const$, где $\theta > \theta_в$, $\theta - \theta_в = Ae^{\frac{t}{T}}$.

Подставляя начальное условие $\theta_в\big|_{t=0} = \theta_о$, найдем A: $A = \theta - \theta_о$.

Окончательно имеем: $t = T\ln\frac{\theta - \theta_{ОВ}}{\theta - \theta_о}$.

Подставим численные значения, получим t = 251,6 часов.

Во втором случае (см. рисунок 4) уравнение баланса температуры при изменении ее в зоне ОВ от $\theta_о$ до $\theta_в$ имеет вид

$$\theta = \frac{dQ}{dt}R_н + \frac{dQ}{C'} = \frac{dQ}{dt}T + \theta_{ОВ},$$

где $T = R_н C'$, $\theta = \frac{Q}{C'}$.

где $R_н = \frac{f_н}{\chi_н S_н}$; $C' = C_н + C_{ст} + C_{ал}$; $C' = C_н m_н + C_{ст} m_{ст} + C_{ал} m_{ал}$;

где $S_н = \pi d_н^2$; $m_н = \rho_н V_н$; $m_{ст} = \rho_{ст} V_{ст}$; $m_{ал} = \rho_{ал} V_{ал}$;

$$V_{ст} = S_{ст} l_{ст}; V_a = S_a l_a;\ \ V_H = S_H l_H;$$

где $S_a = \frac{\pi d_a^2}{4} - \frac{\pi d_н^2}{4}$, $S_{ст} = \frac{\pi d_{ст}^2}{4} - \frac{\pi d_a^2}{4}$.

Аналогично первому случаю имеем: $t = T\ln\frac{\theta - \theta_{ОВ}}{\theta - \theta_о}$.

Поставляя численные значения, получим t = 23000 часов.

Для гарантии безопасного применения ВОД при повышенной температуре (например, в условиях полета КА) необходимо выбрать минимальное значение времени функционирования. Окончательно выбираем наименьшее из двух найденных значений t = 251,6 часов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные расчеты показали, что время функционирования ВОД перемещения в условиях повышенной до +500 °С температуры, составит 251,6 часа, то есть в течение этого времени ВОД можно эксплуатировать при предельных значениях температуры.

Рассмотрены два варианта прохождения теплового потока через элементы датчика. Определено, что наименьшее из двух найденных значений время равно 250 часам.

Методика расчета времени функционирования ВОД перемещения может быть использована для расчета других ВОД, в которых применяются температуроизолирующие насадки и которые используются при повышенной температуре.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$C_{ст}$, $C_а$, $C_н$, $C_{ал}$ – удельная теплоемкость стали, изоляционного слоя (асбоцемента), лейкосапфира и алюминия соответственно: $C_{ст} \approx 0{,}12$ ккал/кг·°С, $C_а \approx 0{,}24$ ккал/кг·°С, $C_н \approx 49{,}3$ ккал/кг·°С, $C_{ал} \approx 0{,}24$ ккал/кг·°С;

$\rho_{ст}$, $\rho_а$, $\rho_Н$, $\rho_{ал}$ – плотность стали, асбоцемента, лейкосапфира (насадки) и алюминия соответственно: $\rho_{ст} = 7900$ кг/м^3, $\rho_а = 2000$ кг/м^3, $\rho_н = 3980$ кг/м^3, $\rho_{ал} = 2700$ кг/м^3;

$l_{ст}$, $l_а$, $l_Н$ – длина корпуса, изоляционного слоя (асбоцемента) и оптической насадки соответственно: $l_а = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $l_н = 10 \cdot 10^{-2}$ м $l_{ст} = 10 \cdot 10^{-2}$ м;

$d_{от}, d_а, d_н$ – длина корпуса, изоляционного слоя (асбоцемента) и оптической насадки соответственно: $d_{ст} = 21 \cdot 10^{-3}$м, $d_е = 10 \cdot 10^{-3}$м, $d_Н = 6 \cdot 10^{-3}$м;

$\lambda_а$, $\lambda_н$ – теплопроводность асбоцемента и лейкосапфира (насадки) соответственно: $\lambda_{ст} = 0{,}11$ ккал/м·ч·°С, $\lambda_н = 0{,}027$ ккал/м·ч·°С;

θ – температура окружающей среды;

$\theta_о$ – нормальная температура внутри датчика;

$\theta_{ОВ}$ – максимально допустимая температура оптических волокон;

$\theta = 500$ °C, $\theta_о = 20$ °С, $\theta_{ОВ} = 100$ °С

$R_{ст}$, $R_а$, $R_н$, $R_{ал}$ – тепловое сопротивление корпуса, изоляционного слоя (асбоцемента), насадки, алюминиевых деталей соответственно;

$m_{ст}$, $m_а$, $m_н$, $m_{ал}$ – масса корпуса, изоляционного слоя (асбоцемента), оптической насадки, алюминиевой детали соответственно;

Q – количество тепла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tae Hoon Kim et al.** Study of the sensitivity of a thermal flow sensor // Int. J. Heat Mass Trans. 2009. Vol. 52, № 7–8. P. 2140-2144.
2. **Шокоров В.А**. Разработка и применение датчиков давления и температуры на основе микроэлектромеханических систем для изделий ракетно-космической техники // Измерение. Мониторинг. Управление. Контроль. 2017. №3 С.21.
3. **Баринов И.Н.** Высокотемпературные тензорезистивные датчики давлений на основе карбида кремния. Состояние разработок и тенденции развития // Компоненты и технологии 2010. №8. С. 64-71
4. **Патент 2055029** Способ изготовления металлостеклянных изделий.
5. **Патент 1606483** Способ диффузионной сварки стеклянного и металлического элементов.
6. **Мурашкина Т.И.** Повышение надежности ВОД // Точность технологических и транспортных систем: Материалы IV Межд.-ой науч.-техн. конф. 4-5 июня 1998.- Пенза : изд-во Пенз. Г У. 1998. Ч2. С. 92-93.
7. **Булат Л.П.** Термоэлектрическое охлаждение: состояние и перспективы // Холодильная техника.1999. № 7. с. 12-14.
8. **Муров Ю.М.** Патент 132238 Сотовый радиатор системы охлаждения и отопления
9. **Танасиенко Ф.В.** Математическое моделирование жидкостных систем терморегулирования перспективных космических аппаратов // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук Красноярск. 2019.
10. **Бухмиров В.В.** Теоретические основы теплотехники. тепломассообмен *Лекции.* - Иваново: изд-во Иван. гос. энерг. ун-та имени В.И. Ленина» 2008. 24 с.

11. **Мазо А.Б.** Основы теории и методы расчета теплопередачи: учебное пособие / А.Б. Мазо – Казань: Казан. ун-т, 2013.144 с.

Dudorov E.A., Aksenov A.M., Badeev V.A., Murashkina T.I.

Penza State University, Russia,
440026, Penza, Krasnaya str., 40, E-mail: evgenydudorov@yandex.ru

DETERMINATION OF THE OPERATING TIME OF THE FIBER-OPTIC SENSOR AT ELEVATED AMBIENT TEMPERATURE

ABSTRACT

The article presents the results of calculating the minimum operating time of a fiber-optic displacement sensor, the design of which includes an optical nozzle that isolates optical fibers from a medium with temperatures increased to +500 °C and pressure up to 10 MPa. For this purpose, a design design scheme of the sensor and equivalent circuits of thermal circuits have been developed. The following initial data were taken for calculation: overall dimensions of the sensor Ø 8x60 mm, optical fibers are used, the operating temperature of which does not exceed 100 OC, materials: sensor housing –12X18H10T, insulation layer – asbestos cement, optical nozzle – annealed quartz glass. Two variants of the passage of heat flow through the sensor elements are considered. It is determined that the smallest of the two values found is 250 hours.

FIBER-OPTIC SENSOR, DISPLACEMENT, OPTICAL NOZZLE HEAT FLOW, CALCULATION, OPERATING TIME, EQUIVALENT CIRCUIT

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.7.013

Титов А.Г., Винецкий Ю.Р., Юрочкин Г.А.

АО «ПО «УОМЗ» – филиал «Урал-Геофизика», Россия,
111123, Москва, Плеханова ул., 4с1, E-mail: YurochkinGA@mpei.ru

РАКУРСНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОВЫХ СИГНАТУР ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА: НАТУРНАЯ СЪЕМКА, МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ И НАУЧНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

АННОТАЦИЯ

Под тепловой сигнатурой (ТС) летательного аппарата (ЛА) в контексте задач пассивного обнаружения ЛА по его тепловому излучению понимается сила излучения, исходящая от ЛА в процессе полета. Индикатрисы ТС – зависимости силы излучения от ракурсных углов, под которыми наблюдается ЛА – дают важнейшую информацию как для правильного проектирования перспективных оптико-электронных систем (ОЭС) обнаружения, так и для корректной оценки дальностного потенциала существующих ОЭС. До настоящего времени сколько-нибудь систематические экспериментальные данные о ракурсных зависимостях ТС объектов интереса, полученные в режимах реального полета ЛА, отсутствовали; в расчетах и при оценке ОЭС использовались либо экстраполяция данных, полученных при наземных испытаниях, на условия полета – подход, надежность которого оставляет желать лучшего. В работе сообщается о впервые выполненных на систематической основе, с применением современных средств измерения излучений натурных экспериментах по измерению ракурсных зависимостей тепловых сигнатур летательного аппарата в средневолновом ИК-диапазоне (3-5 мкм), фиксируемых в условиях реального полета ЛА. Кратко описываются методика и средства измерений, основу которых составляли полноформатные ИК камеры метрологического класса. Основное внимание уделяется описанию методов обработки видеоданных, алгоритмам экстракции целевых параметров и реализующему их специально разработанному ПО, позволяющему в полуавтоматическом режиме извлекать из исходного видео значения искомых ТС и ассоциировать их с ракурсными углами. Ввиду большого объема исходных «сырых» видеоданных особое значение имеет рациональный способ визуального представления всеракурсных индикатрис тепловых сигнатур, облегчающий их валидацию, интерпретацию и дальнейший анализ. Демонстрируются отвечающие этим критериям примеры динамической визуализации всеракурсных трехмерных диаграмм тепловых сигнатур летательного аппарата и анализируются их общие особенности.

ТЕПЛОВЫЕ СИГНАТУРЫ, ИК-ДИАПАЗОН, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ, ВСЕРАКУРСНЫЙ, САМОЛЕТ

ВВЕДЕНИЕ

Отсутствие надежных экспериментальных данных о ракурсных зависимостях силы излучения воздушных объектов (ВО) в ИК-области спектра, представляющих интерес

в актуальных разработках, затрудняет интерпретацию результатов измерений, разработку и усовершенствование алгоритмов обнаружения. Доступные данные, как правило, опираются на расчеты, в значительной степени произвольно экстраполирующие результаты наземных (статических) измерений, и ограничены небольшим числом выделенных ракурсами объектов интереса [3]. Задача данной работы заключалась в систематической обработке и научной визуализации результатов множественных – всеракурсных – замеров силы излучения ВО, получаемых непосредственно в ходе реального полета объекта интереса, что позволило бы в обозримой форме и оперативно представлять, анализировать и, при необходимости, верифицировать «живые» данные.

База данных, с которой велась работа, была создана в ходе серии натурных (полетных) экспериментов, проведенных для восполнения существующего пробела по специально разработанной методике на базе ЛИИ им. Громова. Она представляла собой набор значений силы излучения ВО типа «самолет» в средневолновом (*MWIR,* 3-5мкм) ИК диапазоне, ассоциированных с текущими значениями угломестного и азимутального ракурсов наблюдения самолета, а также с режимами работы его двигателей. При проведении измерений средства регистрации излучения – ИК-камеры метрологического класса размещались на выносном кронштейне сравнительно медленно перемещавшегося вертолета, тогда как самолет двигался по заранее предписанной траектории так, чтобы с позиции наблюдения (вертолет) были охвачены все интересующие ракурсы исследуемого объекта. Тщательно разработанные полетные задания позволили получить экспериментальные данные об излучательных характеристиках ОИ в широком диапазоне ракурсов и режимов работы двигателя.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Задача обработки данных решалась в два этапа. Первый из них состоял в экстракции значений силы излучения для каждого видеокадра, что ввиду размера базы видеоданных было невозможно сделать вручную. Обработка видеокадров была, в частности, затруднена тем, что в каждом из них требовалось отделять собственное излучение объекта от такового, связанного с фоном. Для автоматизации процесса обработки было разработано программное обеспечение (ПО), позволяющее в полуавтоматическом режиме считывать-воспроизводить кадры и заголовки, пересчитывать оцифрованные значения пикселей сенсора в температуры и яркость (без учета пропускания), отделять объект от фона в выделенной зоне, получать траекторную информацию и информацию о режимах работы двигателей, а также рассчитывать силу излучения с учетом пропускания атмосферы [1-5].

Данные, полученные в результате выполнения вышеописанного первого этапа обработки, представляли собой наборы «массивных» многопараметрических таблиц, непосредственный анализ и интерпретация которых представляла собой отдельную проблему. Для ее решения проводился второй этап работы, в ходе которого было разработано ПО, позволяющее работать с большими объемами входных табличных данных; продуктом автоматической обработки, выполняемой данным программным обеспечением, является *html*-файл, содержащий 3*D*-модель распределения силы излучения в зависимости от двух ракурсных углов и расстояния до объекта. Важным преимуществом формируемой таким образом 3*D*-модели представления ракурсных зависимостей силы излучения ВО является ее платформо- и аппаратная независимость (данные доступны для визуализации в средах *Windows, Android, Linux*, на ПК, смартфоне и т.д.). Интерфейс разработанного ПО предусматривает возможность всех естественных манипуляций оператора с 3*D*-изображением, например, приближение/отдаление области интереса; вращения по всем осям; создание плоскости, отсекающей определенные ракурсы. Применение 3*D*-модели позволило обработать большой набор файлов, содержащих табличные данные о проводимых в разные дни экспериментах [6-8]. Пример такой визуализации приведен ниже на рис. 1.

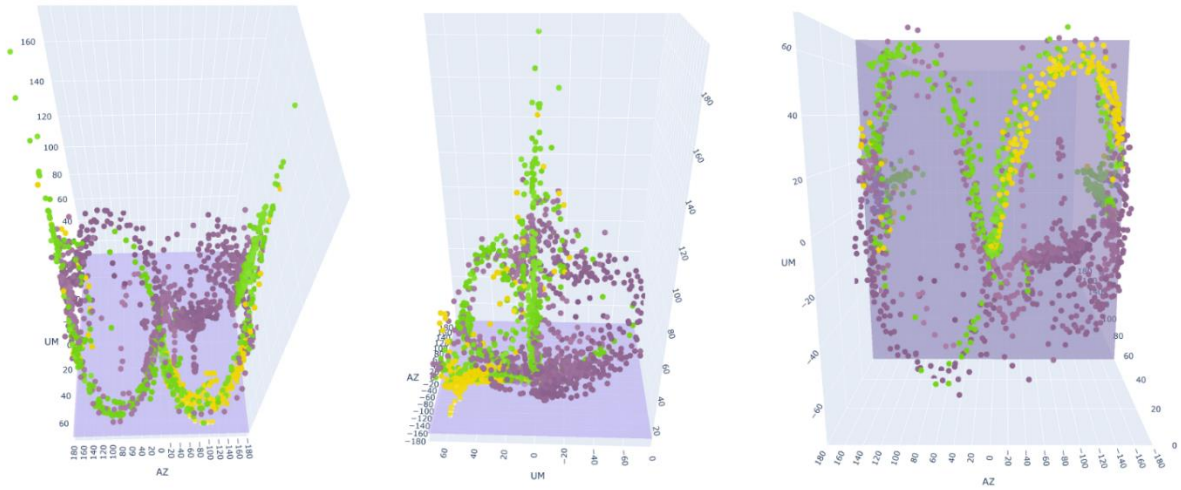


Рис. 1. Пример 3*D*-визуализации зависимости силы излучения (в относительных единицах измерения) ВО от двух ракурсных углов наблюдения самолета (расстояние до объекта определяется цветом точки распределения: фиолетовый – до 5 км, зеленый – от 5 до 10 км, желтый – от 10 до 15 км)

Одним из первых результатов применения аналитических возможностей, предоставляемых разработанным ПО, является резкое возрастания силы излучения при переходе от фронтальных ракурсов к боковым. Другим полезным результатом разработки визуализирующего ПО явилось то, что благодаря ему была обеспечена возможность подбора удобного эмпирического соотношения, в целом правильно и при этом компактно – посредством единой формулы (1) – представляющего характер ракурсных зависимостей силы излучения.

$$A = 4 \cdot \left(\left| \frac{4\sinh(u)}{\left(\cosh(2v) + \frac{5}{\cosh(u)}\right)} \right| \right) + \frac{|v|^{0,5}}{e^{\frac{v}{45}}}, \qquad (1)$$

где u – азимутальный угол, град;
v – угол места, град.

Пример такой «кумулятивной» формулы представлен ниже, а точность представления ею экспериментальных данных иллюстрируется на рис. 2.

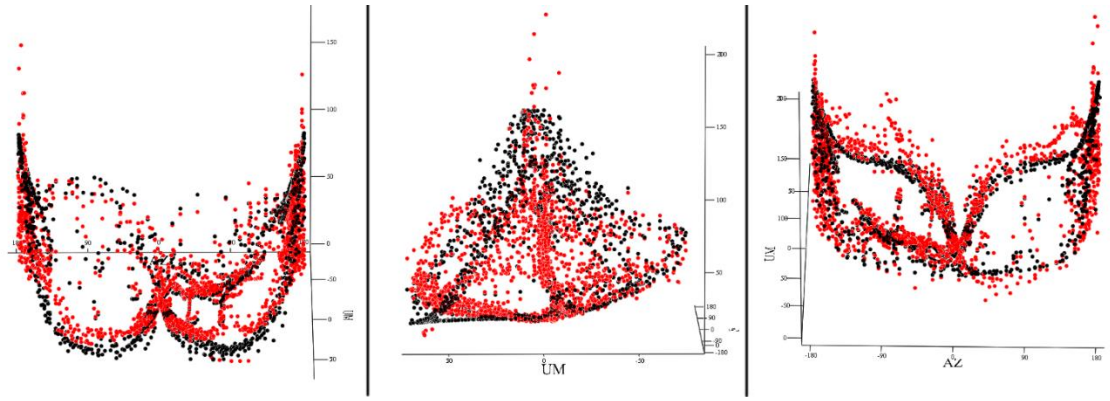


Рис. 2. Подобранное распределение:
черные точки – подобранное распределение; красные точки – экспериментальные данные

Стоит отметить, что распределение подобрано достаточно точно, так как коэффициент корреляции с экспериментальными данными составляет 90%.

Полученные распределения наглядно демонстрируют резкое возрастание силы излучения при переходе от фронтальных ракурсов к боковым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты позволяют обоснованно прогнозировать дальность действия бортовых теплопеленгационных оптико-электронных систем и вести их проектирование на значительно более систематической основе, что ранее не представлялось возможным. Таким образом, разработанное ПО позволило в наглядном виде представить информацию о ракурсных зависимостях силы излучения объекта интереса. Полученные данные по индикатрисам силы излучения ОИ будут использованы в ведущихся в настоящее время и перспективных разработках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гонсалес Р., Вудс Р**. Цифровая обработка изображений. Москва.: Техносфера, 2005, – 1072 с.
2. **Информационная** оптика / Н.Н. Евтихиев, О.А. Евтихиева, И.Н. Компанец и др.; Под ред. Н.Н. Евтихиева. М.: Издательство МЭИ, 2000. 612 с.
3. **Cornelius J. Willers.** Electro-optical system analysis and design. A radiometry perspective 2013. 512 с.
4. **Основы** оптики. Борн М, Вольф Э., цзд. 2-с. Перевод с английского. Главная редакция физико-математической Л литературы изд-ва «Наука», 1973.
5. **Ю.Р.Винецкий, А.Ю.Селяков**. «Чоппер» – алгоритм обнаружения субпиксельных объектов в ИК изображениях. Труды XXV –й международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. М., НПО «Орион», 2018.
6. **Beasley David, Jones Brian K.** Python. Recipe Book 2020. 648 с.
7. **Персиваль Г.** Python. Разработка на основе тестирования. / пер. с англ. Логунов А.В. – М.: ДМК Пресс. 2018. 622 с.
8. **Доусон М.** Программируем на Python. - СПб.: Питер, 2014. 416 с.

Titov A.G., Vinetskiy Y.R., Yurochkin G.A.

JSC «PA «UOMP» branch «Ural-Geophysics», Russia,
111123, Moscow, Plekhanova str., 4c1, E-mail: YurochkinGA@mpei.ru

FORESHORTENING DEPENDENCES OF AIRCRAFT HEAT SIGNATURES: FIELD SURVEY, DATA PROCESSING METHODOLOGY AND SCIENTIFIC VISUALIZATION

ABSTRACT

The thermal signature (TS) of an aircraft (A) in the context of the tasks of passive detection of an aircraft by its thermal radiation is understood as the radiation force emanating from the aircraft during flight. The TC indicatrices – the dependence of the radiation strength on the angle angles at which the A is observed – provide the most important information both for the correct design of promising optoelectronic detection systems (ODS) and for the correct assessment of the range potential of existing ODS. Until now, there have been no systematic experimental data on the angle dependencies of the vehicle of objects of interest obtained in the real flight modes of the aircraft; either extrapolation of data obtained during ground tests to flight conditions was used in calculations and in the evaluation of the ODS, an approach whose reliability leaves much to be desired.The paper reports on field experiments carried out for the first time on a systematic basis, using modern radiation measurement tools, to measure the angle dependencies of the thermal signatures of an aircraft in the medium-wave IR range (3-5 microns), recorded in real flight conditions of an aircraft. The methodology and measuring instruments based on full-format IR cameras of the metrological class are briefly described. The main attention is paid to the description of video data processing methods, algorithms for extracting target parameters and specially developed software implementing them, which allows semi-automatically extracting the values of the desired vehicles from the source video and associating them with foreshortening angles. Due to the large volume of the original "raw" video data, a rational way of visual representation of all-angle thermal signature indicators is of particular importance, facilitating their validation, interpretation and further analysis. Examples of dynamic visualization of all-angle three-dimensional diagrams of thermal signatures of an aircraft meeting these criteria are demonstrated and their general features are analyzed.

THERMAL SIGNATURES, IR RANGE, VISUALIZATION, ALL-ANGLE, AIRPLANE

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 004.94

Тянь Янян[1], Поройков А.Ю.[1], Шашкова И.А.[1, 2], Кузнецов И.А.[2], Захаров А.В.[2]

[1] Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: yangytian1020@163.com, PoroykovAY@mpei.ru
[2] Институт космических исследований РАН, Россия,
117997, Москва, Профсоюзная ул., 84/32

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТЕРЕОИЗОБРАЖЕНИЙ ТРАЕКТОРИЙ МИКРОЧАСТИЦ В ЛАБОРАТОРНОМ ИССЛЕДОВАНИИ ДИНАМИКИ ЛУННОЙ ПЫЛИ

АННОТАЦИЯ

Вредное воздействие лунной пыли на аппаратуру и человека является одними из самых проблемных факторов при планировании автоматических и пилотируемых миссий на Луну. Для уменьшения и возможного устранения этого влияния проводятся исследования динамики лунной пыли в лабораторных условиях. Для создания левитирующих заряженных частиц в экспериментах в основном применяются вакуумные установки, в которые помещают пылевые частицы и воздействуют на них потоком электронов, УФ-излучением, электростатическим полем, имитируя условия в приповерхностной экзосфере Луны. При этом необходимо контролировать такие параметры, как скорости, заряды и направление движения частиц. Оптические методы позволяют исследовать траектории движения частиц, оценить их скорости и заряды, визуализировать процессы воздействия заряженной пыли на тестируемые космические приборы и материалы и оценить степень их деградации.

Одной из ключевых составляющих программно-аппаратных комплексов на основе оптических методов являются алгоритмы обработки изображений. Для оценки точности определения параметров движения с их помощью требуются дополнительные исследования. Целью данной работы является компьютерное моделирование стереоизображений траекторий микрочастиц симулянта лунного грунта, наблюдаемых в лабораторных условиях. Сравнение параметров движения заряженных частиц, полученных при цифровой обработке модельных изображений, с заданными при моделировании позволит оценить погрешность применяемого в оптическом методе алгоритма цифровой обработки изображений.

В работе приведен разработанный алгоритм моделирования стереоизображений левитирующих частиц пыли с заданными параметрами движения. Он позволяет учесть трехмерную траекторию движения частицы, ее размер, и параметры фоточувствительной матрицы. Показано, что смоделированные изображения позволяют определить траектории частиц, а точность моделирования движения частицы реализована с субпиксельным разрешением.

ЛУННАЯ ПЫЛЬ, МОДЕЛИРОВАНИЕ, СТЕРЕОИЗОБРАЖЕНИЯ, ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

ВВЕДЕНИЕ

Изучение динамики лунной пыли имеет большое значение для понимания процессов, происходящих на поверхности Луны и других безатмосферных космических тел. В этом направлении было проведено значительное количество исследований (например, работы [1-2]). Однако, до сих пор процессы перемещения частиц на поверхности Луны недостаточно изучены. Для понимания этого явления проводятся лабораторные эксперименты с имитацией условий на Луне. В лабораторном моделировании процессов в приповерхностной экзосфере Луны используются микрочастицы-симулянты лунного грунта, которые подвергают воздействию внешнего электрического поля, облучению электронным пучком и УФ-излучению для воссоздания в лаборатории условий в приповерхностной экзосфере безатмосферного тела. Динамика частиц в результате такого воздействия исследуется различными методами. Одним из наиболее оптимальных для определения траектории движения частиц является метод прямой визуализации.

В некоторых работах для оценки динамики движения частиц используются оптические методы, позволяющие получать двухмерные проекции траекторий или изображений частиц при помощи одной видеокамеры. Например, в работе [3] была проведена серия экспериментов по объяснению переноса частиц пыли и появления у них заряда на поверхности безатмосферных тел. В экспериментах используется съемка движения частиц с помощью одной видеокамеры. На основе полученных изображений авторы делают вывод, что эмиссия и повторное поглощение фотоэлектронов и/или вторичных электронов на стенках микрополостей, образованных между соседними частицами пыли под поверхностью, вызывают генерацию большого количества отрицательных зарядов, что обуславливает силы отталкивания между частицами для начала их левитации.

В работах [4-5] применялась съемка движения частиц с помощью одной высокоскоростной видеокамерой для изучения способности к левитации электростатических микрочастиц в вакууме. В [4] учитывалось только вертикальное движение отдельных частиц. В [5] ставилась задача определения углов отрыва пылевых частиц, как со сферической, так и с неправильной формой. Авторы делают вывод, что электростатический перенос частиц пыли может контролироваться не только окружающей плазмой и солнечным излучением, но и свойствами поверхности, такими как площадь поверхности контакта между частицами, количеством микрополостей, расстоянием между частицами и силой их взаимодействия, а также наличием горизонтального электрического поля.

Таким образом, применение оптических систем с одной видеокамерой позволяет определить характер движения частиц и оценить факторы, вызывающие отрыв и левитацию заряженных пылевых частиц в лабораторном моделировании условий в приповерхностной экзосфере безатмосферных тел.

В то же время фотограмметрический подход и съемка с использованием стереопары видеокамер позволяют восстановить трехмерные координаты траекторий движения частиц и получить более полную информацию об исследуемых динамических процессах. В работах [6-7] для определения траектории левитирующих частиц пыли была применена стереосистема камер. Это позволило восстановить трехмерные траектории движения частиц. Частицы левитировали под действием внешнего электрического поля. В качестве источника освещения использовался лазерный диод. Стереопары изображений обрабатывались разработанным авторами алгоритмом. В результате исследований для левитирующих частиц из различных материалов были получены распределения этих частиц по зарядам.

Несмотря на наличие работ по применению оптических методов для исследования динамики пылевых частиц, в них практически не уделяется внимание оценке погрешности таких измерений и оптимальным параметрам измерительных систем. В данной работе сделана попытка провести компьютерное моделирование изображений траекторий движения микрочастиц в условиях, соответствующих условиям в работах [6-7]. Результаты

моделирования могут быть использованы для оценки погрешности измерительной системы и оптимизации ее параметров.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИИ ЧАСТИЦЫ

Для моделирования изображений траекторий частиц было разработано программное обеспечение на языке Python. Оно позволяет задавать начальное положение, скорость и направление взлета частиц, а также параметры виртуальной камеры, с помощью которой происходит получение изображений траектории. Обобщенная схема алгоритма моделирования представлена на рис. 1.

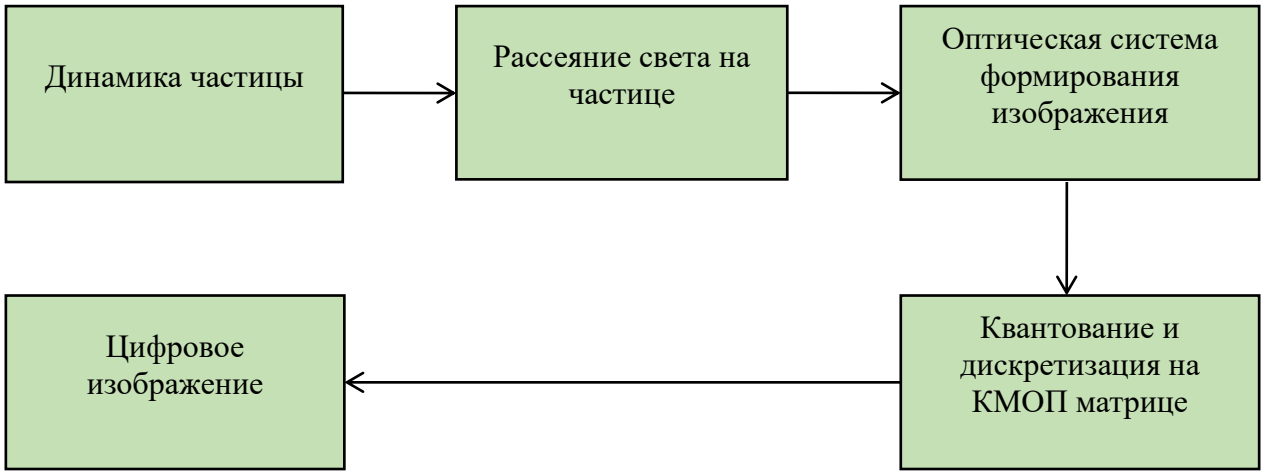


Рис. 1. Обобщенная схема алгоритма моделирования изображений траекторий частиц.

Динамика движения частицы моделируется движением по параболе. После взлета заряженная частица ускоряется во внешнем электрическом поле, и вылетая за его пределы движется лишь под действием силы тяжести. Регистрация траектории происходит вне зоны действия электрического поля, поэтому координаты точек траектории должны соответствовать параболе. Для расчета траектории движения частиц на двумерной плоскости, используются уравнения:

$$x = x_0 + V_{x0}t, \tag{1}$$

$$y = y_0 + V_{y0}t + \frac{gt^2}{2}, \tag{2}$$

где x, y – координаты траектории частицы в плоскости движения, t – время, g = 9,81 м/с^2 – ускорение свободного падения, V_{x0} и V_{y0} – начальные скорости движения частицы, определяемые по формулам:

$$V_{x0} = V_0\cos(\alpha), \tag{3}$$

$$V_{y0} = V_0\sin(\alpha), \tag{4}$$

где V_0 – начальная скорость движения частицы, α – угол взлета частицы относительно горизонтали. Третья координата траектории задается с помощью формулы

$$z = Ax + By + C, \tag{5}$$

где A, B, и C – параметры, задающие плоскость, в которой происходит движение частицы.

С помощью полученного набора трехмерных координат x, y и z выполняется расчет двухмерных координат положения центра изображения частицы на матрице камеры. Для этого используется модель камеры обскура (pin-hole модель). В ней процесс формирования

изображения реализуется с помощью матрицы проекционного преобразования. С ее помощью выполняется проецирование трехмерных координат точек в пространстве на плоскость изображения камеры в их двухмерные координаты на изображении. Система координат камеры имеет начало в оптическом центре камеры, ось Z направлена вдоль оптической оси камеры. Плоскость XY параллельна плоскости фоточувствительной матрицы. Модель камеры определяется матрицей внутренних параметров, которая включает фокусное расстояние, положение главной точки и коэффициент масштабирования пикселей. Положение камеры в пространстве определяется матрицей внешних параметров, которая описывает ориентацию и положение камеры. Эта матрица задается матрицей поворота и вектором переноса. При построении проекционной матрицы используется комбинация матрицы внутренних и внешних параметров. Проецирование трехмерных координат в двухмерные происходит по формуле

$$\begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_x & 0 & u_0 \\ 0 & f_y & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} [\mathbf{R} \quad \mathbf{t}] \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{bmatrix}, \tag{6}$$

где u, v – координаты на матрице, f_x и f_y – фокусное расстояние объектива, u_0 и v_0 – координаты пересечения оптической оси объектива и матрицы, **R** – матрица поворота, **t** – вектор переноса.

В моделировании считается, что изображение частицы в каждой точке ее траектории представляет собой функцию Гаусса для интенсивности излучения. Это упрощение используется для учета рассеяния света на частице. В дальнейшем предполагается использования более сложной модели.

Для учета эффектов квантования и дискретизации на светочувствительной матрице итоговое изображение формируется с помощью вычисления суммы изображений частицы в каждой точке траектории. Процесс начинается с расчета отдельного изображения для каждого положения частицы на фотоприемной матрице. Для каждой такой точки происходит численное интегрирование функции интенсивности излучения по тем пикселям матрицы, на которое попадает изображение частицы. При интегрировании каждый пиксель дополнительно разбивается на квадратные участки, для получения субпиксельного разрешения положения центра частицы. Такой подход позволяет учесть эффекты квантования и дискретизации и получить максимально реалистичное изображение частицы в каждой точке траектории.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 2а представлены примеры смоделированных одиночных изображений частицы для различных параметров светочувствительной матрицы. Из рисунка видно, что реализованный алгоритм моделирования позволяет учесть параметры светочувствительной матрицы и эффекты дискретизации и квантования.

Для проверки точности алгоритма моделирования при высоком пространственном разрешении была смоделирована пара изображений частицы одного и того же размера. На втором изображении центр частицы был сдвинут на небольшое расстояние по сравнению с первым изображением. На рис. 2б представлена разница между изображениями пары, смещенными друг относительно друга на 0,1 и 0,05 пикселя по вертикали и горизонтали. Различия между изображениями подтверждают, что такой небольшой сдвиг влияет на итоговое распределение яркости на смоделированном изображении. Таким образом разработанный алгоритм позволяет моделировать изображения частиц с высоким (субпиксельным) пространственным разрешением.

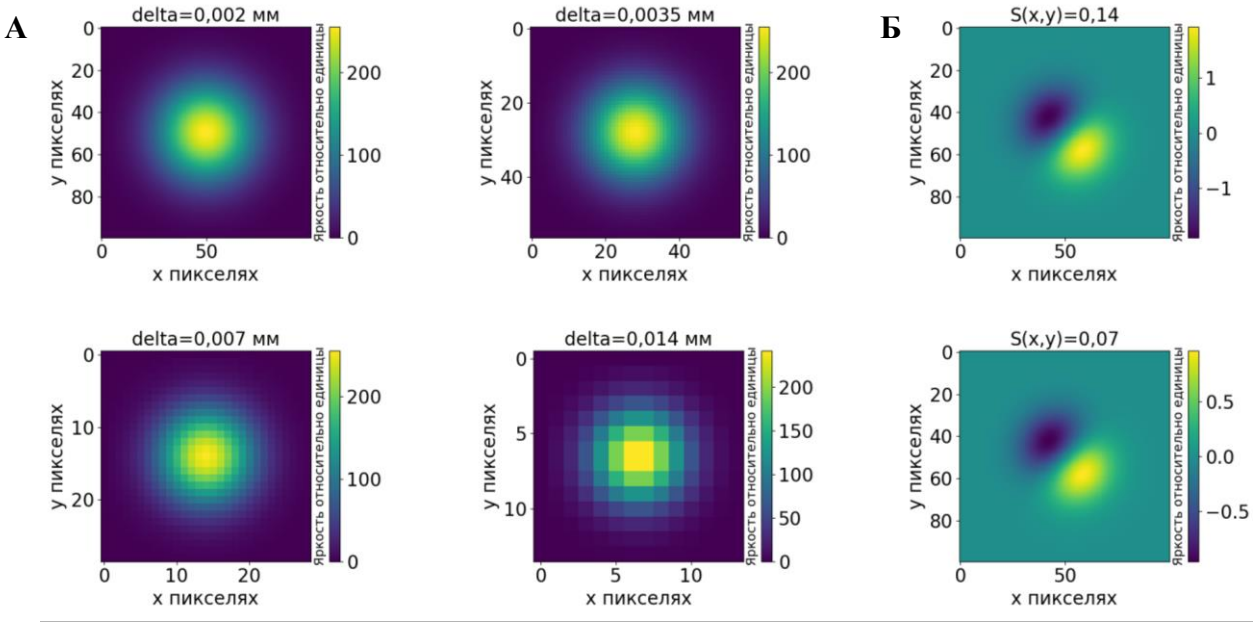


Рис. 2. Примеры смоделированных одиночных изображений частицы: а – для размера пикселя 2, 3, 5, 7 и 14 мкм, б – разница двух одиночных изображений, смещенных друг относительно друга на 0,1 и 0,05 пикселя по вертикали и горизонтали ($S(x, y)$ – общая величина смещения)

Итоговым результатом моделирования является стереопара изображений траектории движения частицы, полученная с двух различных видеокамер. На рис. 3а приведен пример стереопары траектории одной частицы, полученной на экспериментальной установке. По этой траектории с помощью алгоритма из работы [7] были определены параметры движения частицы. Параметры представлены в табл. 1.

На рис. 3б представлен результат моделирования изображения траектории движения частицы с указанными в табл. 1 параметрам по экспериментальной стереопаре (рис. 3а). Размер частицы был выбран равным 0,032 мм, координаты точки отрыва x = -0,128 мм и y = 0 мм соответственно. При сравнении рис. 3а и 3б можно отметить, что смоделированные изображения схожи с экспериментальными. Разная длина траекторий объясняется тем, что на смоделированном изображении парабола представлена полностью, а на экспериментальном только та часть, которая была запечатлена во время экспозиции кадра. Результаты расчета по алгоритму из [7], примененному к смоделированным изображениям, также представлены в табл. 1. Из нее видно, что рассчитанные значения для экспериментальных и смоделированных изображений совпадают.

Табл. 1. Результаты расчета параметров частицы для экспериментальных и смоделированных изображений

Параметр	**Экспериментальное изображение**	**Смоделированное изображение**
Начальная скорость взлета с поверхности V_0, м/с	0,2905	0,2897
Начальный угол взлета относительно горизонтали α	72,98°	72,88°
Параметры плоскости, в которой движется частица	A = - 0,266 1/м, B = - 0,0071 1/м, C = 420,48 мм	A = - 0,292 1/м, B = - 0,0140 1/м, C = 421,50 мм

На рис. 3в представлены трехмерные траектории, определенные по экспериментальной и смоделированной стереопаре. Отклонение траекторий объясняется удвоенной ошибкой при расчете параметров частицы, а также не полным соответствием параболе траектории частицы на экспериментальном изображении.

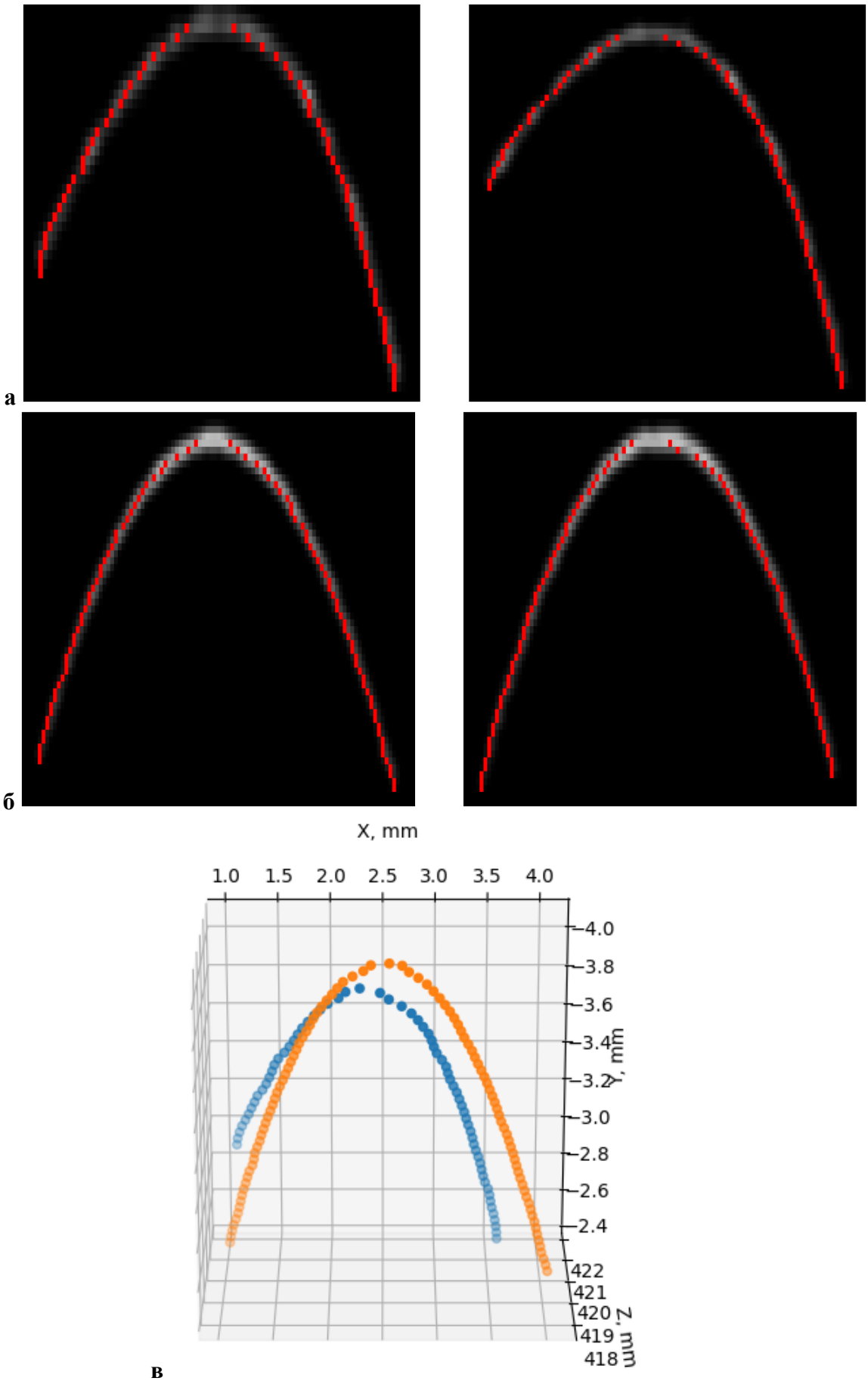


Рис. 3. Сравнение смоделированных и экспериментальных стереопар с траекторией движения частицы: а – экспериментальная стереопара, б – смоделированные изображения, в – трехмерные траектории движения частиц для экспериментальной и смоделированной стереопары соответственно

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе реализован алгоритм моделирования изображения с траекториями левитирующих частиц с учетом динамики их движения, параметров используемой стереосистемы камер, и эффектов дискретизации и квантования. Алгоритм позволяет создавать изображения частиц различных размеров с различными начальными параметрами полета.

Учет эффектов квантования и дискретизации при регистрации изображений светочувствительной матрицей позволяет получать изображения максимально приближенные к экспериментальным. При этом точность моделирования позволяет учитывать положение изображения частицы на матрице с субпиксельным разрешением.

В качестве проверки работоспособности реализованного алгоритма было проведено моделирование стереопары изображений траектории движения частицы, зарегистрированной на экспериментальных изображениях. Расчет параметров частицы по экспериментальным и смоделированным изображениям совпали. Это позволяет сделать вывод о соответствии разработанной модели реальным изображениям. Таким образом, реализованный алгоритм можно использовать для отладки и усовершенствования алгоритма обработки экспериментальных изображений.

Дальнейшая работа будет направлена на замену функции Гаусса функцией, точнее описывающей изображения частицы на светочувствительной матрице камеры. Также будет проведено масштабное моделирование для оценки влияния различных параметров оптической системы на погрешность измеренных параметров движения частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Colwell J.E., Batiste S., Horanyi M., Robertson S., Sture S.** Lunar surface: Dust dynamics and regolith mechanics // Review of Geophysics. 2007. V. 45. RG2006/2007. doi:10/1029/2005RG000184.
2. **Horanyi M., Bernardoni B., Carroll A., Hood N., Hsu S., Kempf S., Pokorny P., Sternovsky Z., Szalay J., Wang X.** The dust environment of the Moon. Lunar Dust 2020 (LPI Contrib. No. 2141) 5032.pdf
3. **Wang X., Schwan, J., Hsu, H. W. et al.** Dust charging and transport on airless planetary bodies: Electrostatic Dust Transport // Geophys. Res. Lett. 2016. Vol. 43, № 12. P. 6103–6110.
4. **Orger N.C., Toyoda K., Masui H. et al.** Experimental investigation on silica dust lofting due to charging within micro-cavities and surface electric field in the vacuum chamber // Advances in Space Research. 2019. Vol. 63, № 10. P. 3270-3288.
5. **Orger N.C., Toyoda K., Masui H. et al.** Experimental investigation on particle size and launch angle distribution of lofted dust particles by electrostatic forces // Advances in Space Research. 2021. Vol. 68, № 3. P. 1568-1581.
6. **Poroykov A.Y., Bednyakov S.A., Zaharov A.V. et al.** Application of the particle trajectory imaging for modelling dusty plasma levitation on the Moon // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1421. P. 012037.
7. **Zakharov A.V., Poroykov A.Y., Bednyakov S.A. et al.** Recovery of dust particles trajectories in modeling physical processes in the near-surface exosphere of the moon // Measurement. 2021. Vol. 171, P.108831.

Tian Yangyang[1], Poroykov A.Yu.[1], Shashkova I.A.[1, 2], Kuznetsov I.A.[2], Zakharov A.V.[2]

[1] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: yangytian1020@163.com, PoroykovAY@mpei.ru
[2] Space Research Institute RAS, Russia, 117485, Moscow, Profsoyusnaya st., 84/32

MODELLING STEREO IMAGES OF MICROPARTICLE TRAJECTORIES IN A LABORATORY STUDY OF LUNAR DUST DYNAMICS

ABSTRACT

The harmful effects of lunar dust on hardware and humans are among the most problematic factors in the planning of automated and human missions to the Moon. To reduce and possibly eliminate these effects, the dynamics of lunar dust have been studied under laboratory conditions. To create levitating charged particles, experiments mainly use vacuum facilities in which dust particles are placed and affected by electron fluxes, UV radiation and electrostatic fields, simulating conditions in the near-surface exosphere of the Moon. In this case, it is necessary to control parameters such as velocities, charges and direction of particle motion. Optical methods make it possible to study particle trajectories, estimate their velocities and charges, visualize the effects of charged dust on spacecraft and materials under test, and assess their degradation.

One of the key components of software and hardware systems based on optical methods is image processing algorithms. Further research is needed to assess the accuracy of motion detection using these algorithms. The aim of this work is the computer modelling of stereo images of the trajectories of simulated lunar soil microparticles observed under laboratory conditions. The comparison of the motion parameters of charged particles obtained by digital processing of the model images with those given by the simulation will allow to estimate the error of the digital image processing algorithm used in the optical method.

The developed algorithm for modelling stereo images of levitating dust particles with given motion parameters is presented. It allows to take into account the three-dimensional trajectory of the particle, its size and the parameters of the photosensitive matrix. It is shown that the simulated images make it possible to determine the particle trajectories, and the accuracy of the particle motion simulation is realized with subpixel resolution.

LUNAR DUST, MODELLING, STEREO IMAGING, OPTICAL METHODS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.36

Сапронов М.В., Скорнякова Н.М., Усманова Ш.Ш., Полев А.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: maks-sapronov@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ В РАСТВОРАХ ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНЫХ ЖИДКОСТЕЙ МЕТОДОМ СТАТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

АННОТАЦИЯ

Доклад посвящен исследованию рассеяния лазерного излучения в оптически прозрачных растворах наночастиц. Создан макет оптико-электронного комплекса и разработана методика проведения эксперимента, позволяющие измерять относительное угловое распределения интенсивности рассеянного лазерного излучения на наночастицах, помещенных в воду, при двух ортогональных состояниях поляризации. Разработан алгоритм обработки экспериментальных изображений зондирующего лазерного пучка в рассеянном свете, который позволяет определить индикатрисы рассеяния света. Представлены экспериментальные результаты исследования рассеяния лазерного излучения в водном растворе наночастиц оксида алюминия, оксида железа и оксида титана в результате которого были определены индикатрисы рассеяния света.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА, ИНДИКАТРИСА РАССЕЯНИЯ, ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЙ КОМПЛЕКС

ВВЕДЕНИЕ

Наноразмерные структуры вещества обладают уникальными механическими, физико-химическими и биомедицинскими свойствами. Они широко распространены в различных сферах жизнедеятельности, а уровень развития и масштаб нанотехнологий растут с каждым годом. К наноразмерным структурам вещества, в том числе, относятся ультрадисперсные системы частиц или, по-другому, наночастицы. Примером наночастиц может служить дисперсная фаза коллоидных растворов, представляющая собой взвешенные в дисперсионной среде частицы, размер которых составляет величину от 1 до 100 нм. Другим примером систем наночастиц могут служить нанопорошки различных веществ.

На фоне расширения спектра применения материалов с наноразмерной структурой в промышленных, научно-технических и других областях деятельности человека, задача определения свойств и измерения их различных параметров становится актуальной. В частности, существенное значение имеет задача измерения функции распределения по размерам (ФРР) частиц. В настоящее существует ряд методов решения этой задачи.

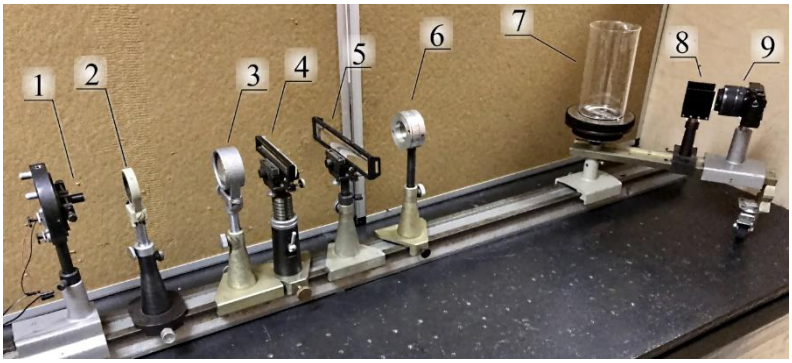
Для определения ФРР наночастиц в зависимости от сферы их применения используются различные методы. Среди них наиболее часто встречаются методы на основе динамического рассеяния света [1-3], методы сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии [4, 5], атомно-силовой микроскопии, методы на основе комбинирования аналитического

ультрацентрифугирования и нефелометрии [6, 7], методы на основе измерения пропускной способности мембраны с нанопорами [8], методы индуктивно-связанной масс-спектрометрии [9].

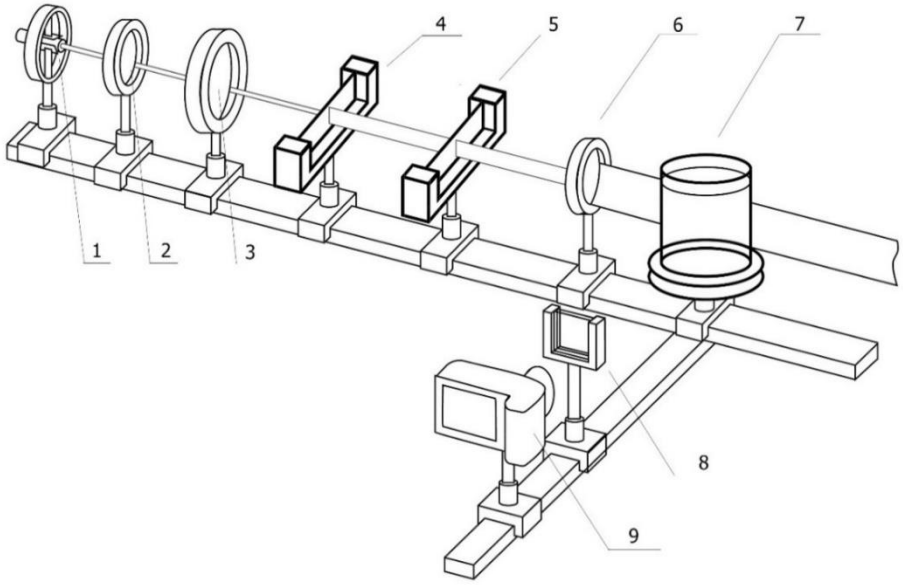
В данной работе, которая является продолжение работы [10] авторов, представлены результаты измерения индикатрис рассеяния лазерного излучения в водных растворах наночастиц оксида алюминия Al_2O_3, оксида титана TiO_2 и оксида железа Fe_2O_3 на разработанном оптико-электронном комплексе. В дальнейшем авторы планируют использовать полученные результаты для восстановления ФРР этих наночастиц путем сравнения полученных экспериментальных и модельных результатов.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Схема и фотография экспериментальной установки для регистрации углового распределения интенсивности рассеянного излучения представлена на рис. 1. Источником излучения служил лазерный модуль *1*, который состоит из лазерного полупроводникового диода с драйвером питания и коллимационной оптики. В эксперименте был использован модуль с длиной волны $\lambda_1 = 515$ нм, принадлежащей зеленому диапазону видимой области спектра электромагнитного излучения. Выходное лазерное излучение модуля преимущественно линейно поляризовано. Согласно паспорту лазерного модуля мощность излучения составляет 42 мВт.



а)



б)

Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – лазерный модуль, 2,3 – сферические линзы, 4,5 – цилиндрические сферы, 6 – поляризатор, 7 – сосуд с исследуемым раствором, 8 – ослабляющие светофильтры, 9 – фотокамера Nikon J5; (а) – фотография, (б) – схема

После источника по ходу следования излучения на оптической скамье была установлена оптическая система формирования зондирующего излучения, которая состояла из короткофокусной сферической линзы *2*, длиннофокусной сферической линзы *3,* короткофокусной цилиндрической линзы *4*, длиннофокусной цилиндрической линзы *5* и поляризатора *6*. Система сферических линз *2* и *3* была подобрана таким образом, чтобы перетяжка преобразованного пучка находилась в области измерения. Коллимационная система цилиндрических линз *4* и *5* обеспечивала формирование практически не расходящейся лазерной плоскости в области измерения. Поляризатор *6* был включен в систему формирования зондирующего излучения для увеличения степени поляризации и более точного позиционирования плоскости поляризации относительно плоскости рассеяния.

В качестве объекта исследования была использована физическая модель коллоидных растворов, которые были получены путем добавления в дистиллированную воду частиц нанопорошков оксида титана TiO_2, оксида алюминия Al_2O_3, оксида железа Fe_2O_3 с известным характеристиками. Стеклянный цилиндрический сосуд с коллоидным раствор оксида алюминия *7* был установлен в область измерения, причем направление зондирования проходило по диаметру цилиндрического сосуда, а лазерная плоскость была ориентирована параллельно его оси.

Рассеянное излучение регистрировалось с помощью цифровой фотокамеры *9*. Роль приемной оптической системы играл объектив камеры, перед которым был установлен держатель с ослабляющими светофильтрами *8*. Регистрирующая система устанавливалась на отдельной оптической скамье, которая была подвижна и имела возможность вращаться. Ось вращения совпадала с осью сосуда, таким образом обеспечивалась возможность регистрации излучения при различных углах рассеяния θ в диапазоне от 0^0 до 150^0. При проведении эксперимента использовалась цифровая фотокамера Nikon 1 J5.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Существует множество факторов, которые в той или иной степени влияют на результаты измерения углового распределения интенсивности рассеянного излучения. Поэтому для получения корректных экспериментальных результатов необходимо было учесть те из них, которые оказывают существенное влияние.

Отклик цифровой фотокамеры на регистрируемое излучение нелинейно зависит от экспозиции. Поэтому даже при условии неизменности времени выдержки нельзя считать, что уровень яркости пикселей на цифровом изображении прямо пропорционален интенсивности падающего света [11]. Кроме того, сама передаточная функция зависит от настройки светочувствительности камеры (ISO) при съемке. А если цель регистрации излучения – это измерение интенсивности, то и время выдержки следует отнести к параметрам, влияющим на зависимость между откликом камеры и интенсивностью падающего света. Поэтому было принято решение экспериментально измерить зависимость яркости пикселей на цифровом изображении от интенсивности падающего излучения и учесть нелинейность передаточной функции при обработке результатов эксперимента. Также было принято решение проводить регистрацию рассеянного излучения при неизменных настройках фотокамеры в течении всего эксперимента, чтобы исключить любое изменение самой передаточной функции.

Интенсивность рассеянного излучения изменяется в очень широком диапазоне значений в зависимости от угла и положения плоскости рассеяния. Поэтому невозможно измерить угловое распределение рассеянной интенсивности и избежать получения изображений в условиях избыточной или недостаточной экспозиции, используя для регистрации только фотокамеру при неизменных параметрах съемки. Чтобы исключить избыточную экспозицию матрицы фотокамеры для определенных углов рассеяния θ были использованы ослабляющие светофильтры, которые представляли собой стеклянные пластинки из нейтрального стекла.

Также эти ослабители были использованы для экспериментального определения зависимости яркости пикселя на цифровом изображении от интенсивности падающего излучения.

Прежде, чем провести экспериментальное исследование рассеяния, были измерены коэффициенты пропускания ослабляющих фильтров для излучения лазерного модуля. Результаты измерения представлены в таблице 1.

Таб. 1. Коэффициенты ослабления светофильтров [12]

№	Марка стекла	Коэффициент ослабления при $\lambda = 515$ нм
1	НС-1	1,541
2	НС-2	3,548
3	НС-3	10,11
4	НС-8	4,477
5	НС-9	31,93
6	НС-10	160,9
7	НС-1	1,621

На следующем этапе подготовки к исследованию рассеяния была экспериментально измерена зависимость средней яркости пикселей на цифровом изображении от интенсивности падающего излучения для зеленого цветового канала матрицы фотокамеры. Результаты измерения представлены на рисунке 2.

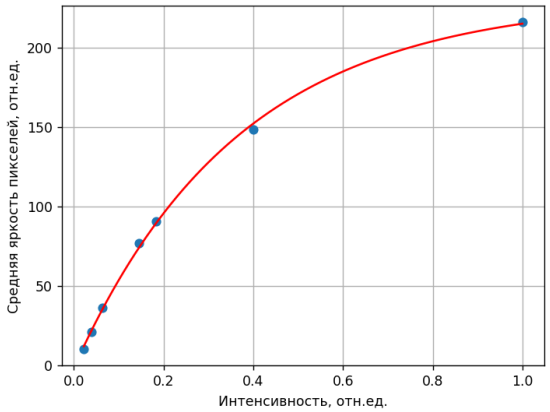


Рис. 2. График зависимости средней яркости пикселей от интенсивности падающего излучения для зеленого канала матрицы Nikon J5

Эксперимент по регистрации индикатрис рассеяния начинался с подготовки объекта исследования. Для создания физической модели коллоидного раствора в стеклянный цилиндрический сосуд наливалась вода двойной дистилляции. Частицы сначала помещались в ультразвуковую ванну с водой, где подвергались диспергированию в течении 20 минут [13], а затем часть полученного раствора наночастиц добавлялась в исследуемый сосуд.

Когда объект исследования был подготовлен, осуществлялась непосредственно регистрация изображений зондирующей лазерной плоскости в рассеянном излучении под различными углами. С каждым из трех веществ были проведены две серии съемки, отличающиеся друг от друга состояниями поляризации зондирующего излучения. В одном случае плоскость поляризации была ориентирована перпендикулярно плоскости рассеяния, в другом – параллельно.

Для регистрации первого снимка в серии камера устанавливалась на угол рассеяния $\theta = 5^0$ и осуществлялась съемка. Каждое следующее изображение в серии регистрировалось после поворота приемной системы вокруг оси цилиндрического сосуда на угол 5^0 относительно предыдущего положения. В каждой серии был получен 31 снимок, что

соответствует диапазону углов от 5^0 до 150^0. Примеры полученных экспериментальных изображений представлены на рисунке 3, при угле регистрации $\theta = 90^0$. Регистрация рассеянного излучения при всех углах установки камеры производилась при одних и тех же параметрах съемки. Параметры съемки были выбраны такими, чтобы рассеянное под углом 90^0 излучение можно было регистрировать без ослабления. При определенных углах установки камеры использовались один или несколько ослабляющих светофильтров, чтобы избежать избыточной экспозиции матрицы фотокамеры.

Съемка экспериментальных изображений осуществлялась в формате RAW, чтобы избежать коррекции сигнала, полученного с матрицы фотокамеры за счет встроенных цифровых алгоритмов обработки, как это происходит при записи изображения в формате JPEG. При этом из трех RGB каналов приема излучения информативным считался сигнал, полученный только с зеленого канала, который наиболее чувствителен к излучению используемого лазерного модуля.

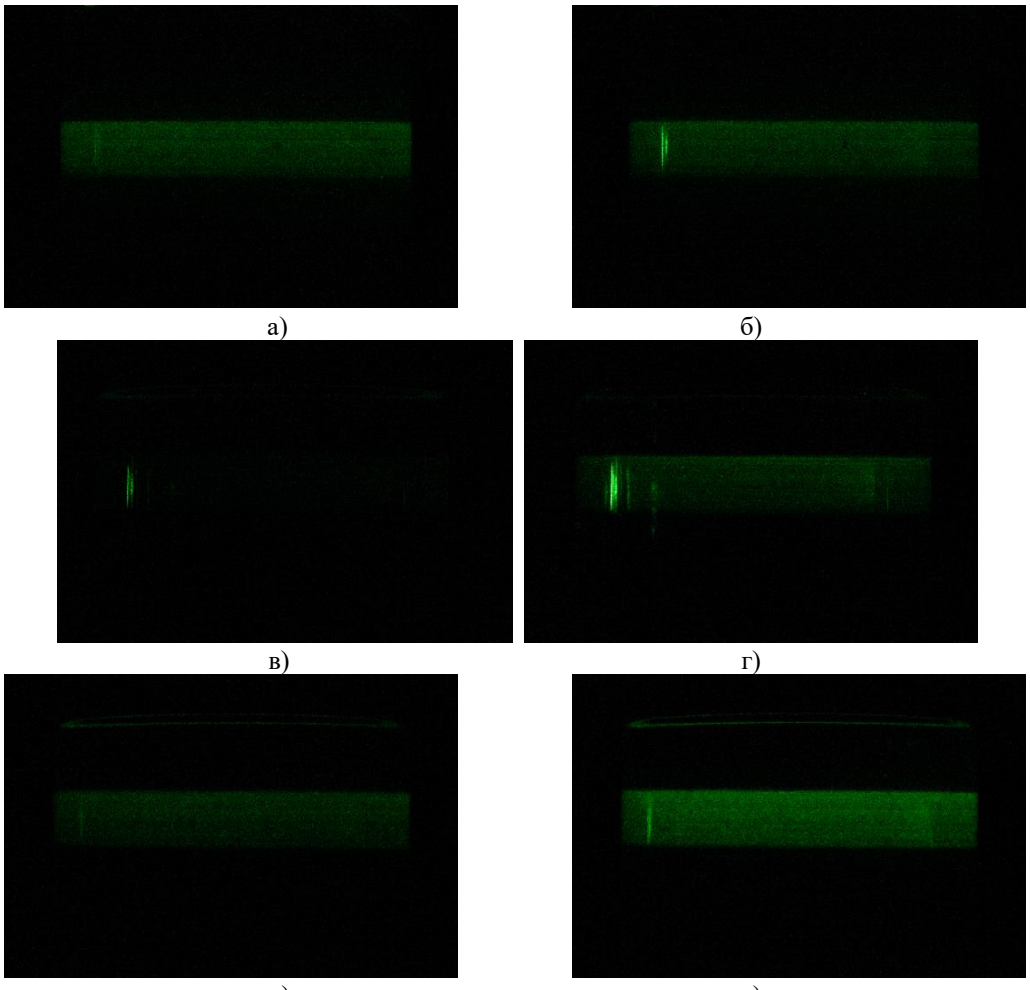


Рис. 3. Экспериментальные изображения лазерной плоскости рассеянного излучения: (а) – TiO_2, горизонтальная поляризация, (б) – TiO_2, вертикальная поляризация, (в) – Al_2O_3, горизонтальная поляризация, (г) – Al_2O_3, вертикальная поляризация, (д) – Fe_2O_3, горизонтальная поляризация, (е) – Fe_2O_3, вертикальная поляризация

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Соответствие угла установки камеры углу рассеяния излучения возможно только при условии, что рассеянное излучение не изменяет направления своего распространения при проходе через стенку стеклянного сосуда, т.е. не преломляется. Это справедливо только для излучения, которое было рассеяно объемом среды, локализованным вблизи оси цилиндрического сосуда. В таком случае, рассеянное в направлении фотокамеры излучение распространяется вдоль радиуса сосуда и падает нормально на его поверхность. Поэтому при

обработке экспериментальных изображений учитывались пиксели, которые были расположены в небольшой области, соответствующей изображению части зондирующей лазерной плоскости в окрестности оси цилиндрического сосуда.

По каждой серии экспериментальных снимков была построена индикатриса рассеяния. Для этого сначала были рассчитаны средние значения яркости пикселей в информативной области каждого изображения в серии. Полученные средние значения уровня яркости пикселей были уменьшены на величину, соответствующую уровню темнового шума и сопоставлены с углами рассеяния. Результаты представлены на рисунке 4.

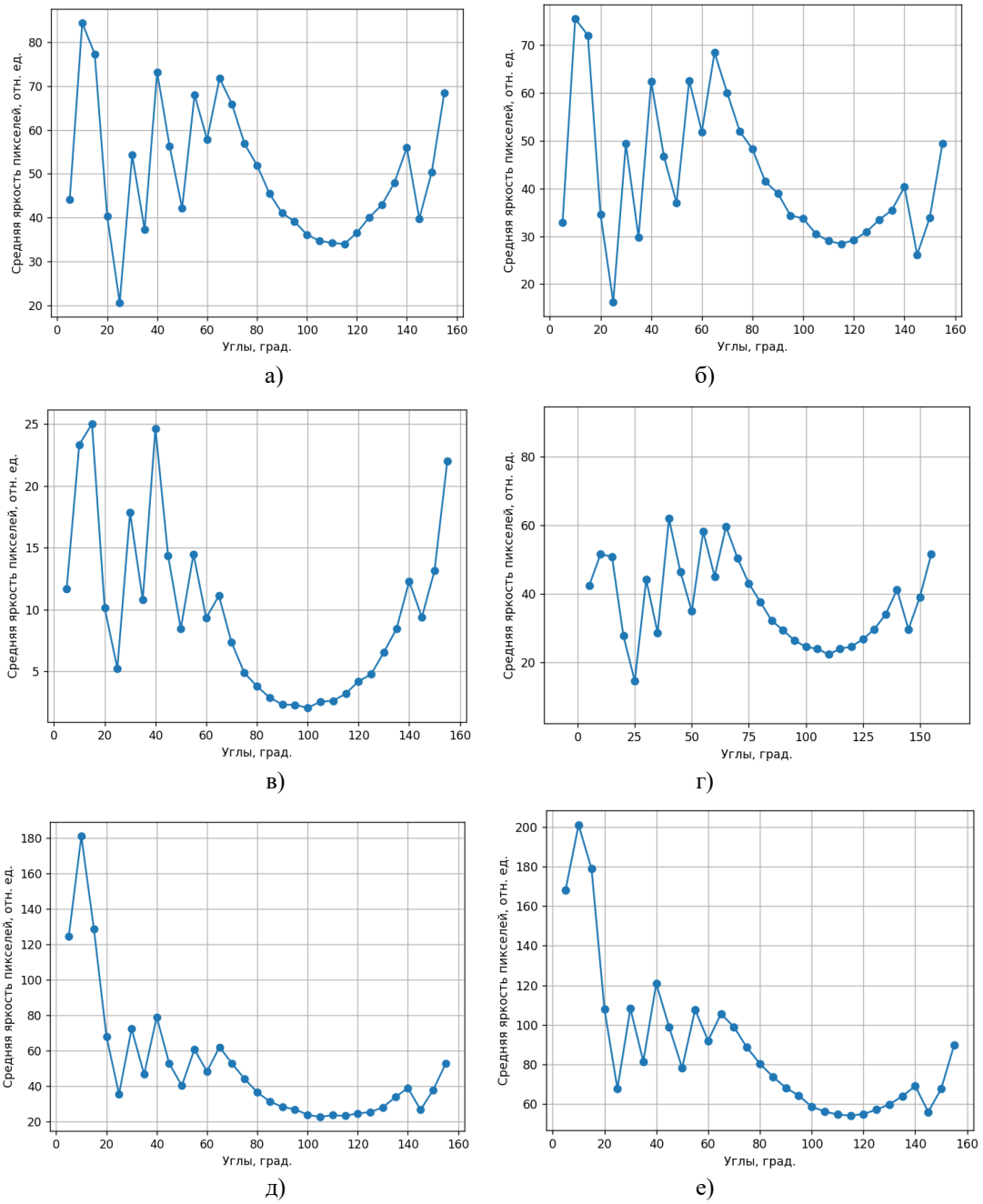


Рис. 4. Графики зависимостей средней яркости пикселей от угла детектирования: (а) – TiO_2, горизонтальная поляризация, (б) – TiO_2, вертикальная поляризация, (в) – Al_2O_3, горизонтальная поляризация, (г) – Al_2O_3, вертикальная поляризация, (д) – Fe_2O_3, горизонтальная поляризация, (е) – Fe_2O_3, вертикальная поляризация

Следующим шагом обработки экспериментальных данных был учет нелинейности передаточной функции матрицы фотокамеры. Для этого использовались измеренные зависимости средней яркости пикселей от интенсивности падающего излучения, графики

которых представлены на рисунке 2. Для каждого среднего значения яркости пикселей была найдена соответствующая интенсивность излучения, выраженная в относительных единицах.

Графики зависимостей интенсивности зарегистрированного излучения от угла рассеяния представлены на рисунке 5.

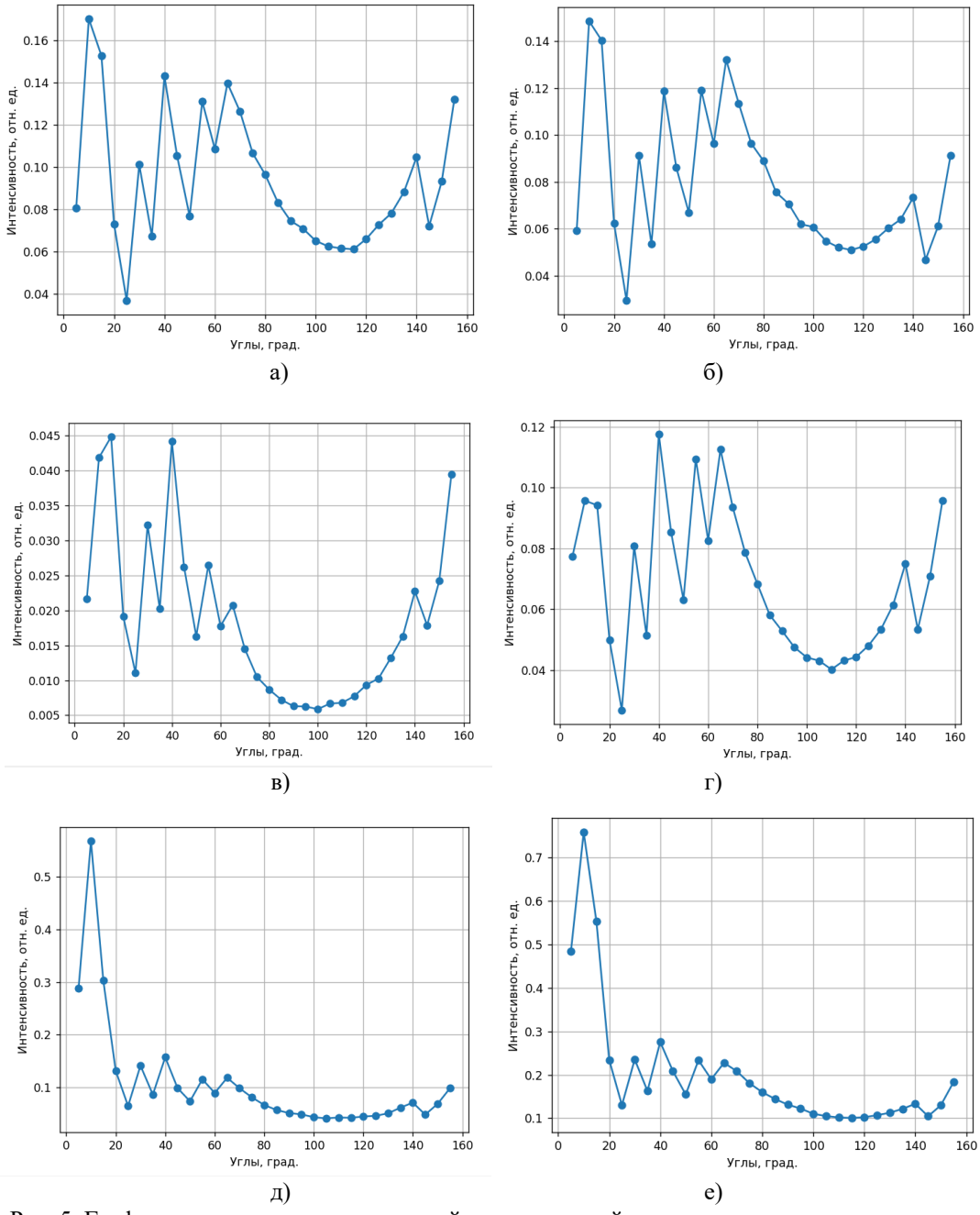


Рис. 5. Графики зависимости рассчитанной относительной интенсивности от угла рассеяния: (а) – TiO_2, горизонтальная поляризация, (б) – TiO_2, вертикальная поляризация, (в) – Al_2O_3, горизонтальная поляризация, (г) – Al_2O_3, вертикальная поляризация, (д) – Fe_2O_3, горизонтальная поляризация, (е) – Fe_2O_3, вертикальная поляризация

Затем необходимо было учесть, что при определенных углах установки камеры были использованы ослабляющие светофильтры. Поэтому полученные значения интенсивности были помножены на соответствующие коэффициенты ослабления, которые приведены в таблице 2. Результаты, полученные на этом шаге обработки, представлены на рисунке 6.

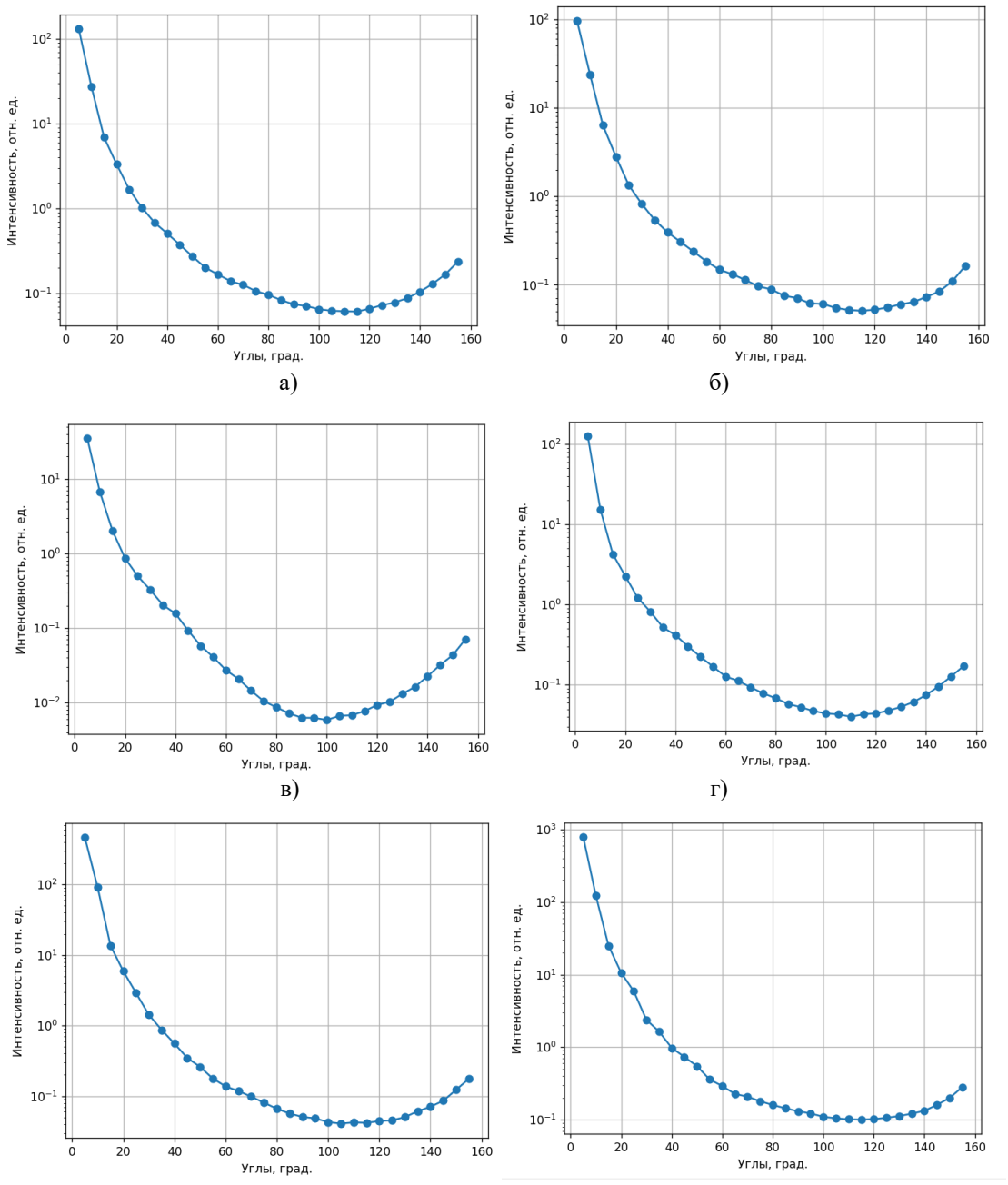


Рис. 6. Графики зависимостей относительной интенсивности от угла рассеяния с учетом коэффициентов пропускания ослабляющих светофильтров: (а) – TiO_2, горизонтальная поляризация, (б) – TiO_2, вертикальная поляризация, (в) – Al_2O_3, горизонтальная поляризация, (г) – Al_2O_3, вертикальная поляризация, (д) – Fe_2O_3, горизонтальная поляризация, (е) – Fe_2O_3, вертикальная поляризация

Количество частиц, рассеивающих излучение, которое затем регистрируется фотокамерой, является еще одном существенным фактором, влияющим на форму экспериментальной индикатрисы рассеяния. При изменении углового положения приемной системы количество учитываемых рассеивающих центров также меняется. При установке приемной системы на угол 90^0 градусов количество частиц, рассеивающих излучение в направлении фотокамеры, минимально, а при установке на угол 5^0 – максимально. Было определено, что количество центров, рассеивающих излучение в направлении приемной системы, пропорционально $\sin^{-1}(\theta)$. Для того, чтобы исключить количество частиц, рассеивающих излучение, которое регистрируется приемной системой, из числа факторов, оказывающих влияние на форму индикатрисы рассеяния, полученное для каждого угла θ значение интенсивности было помножено на $\sin(\theta)$. Полученные индикатрисы рассеяния представлены на рисунке 7.

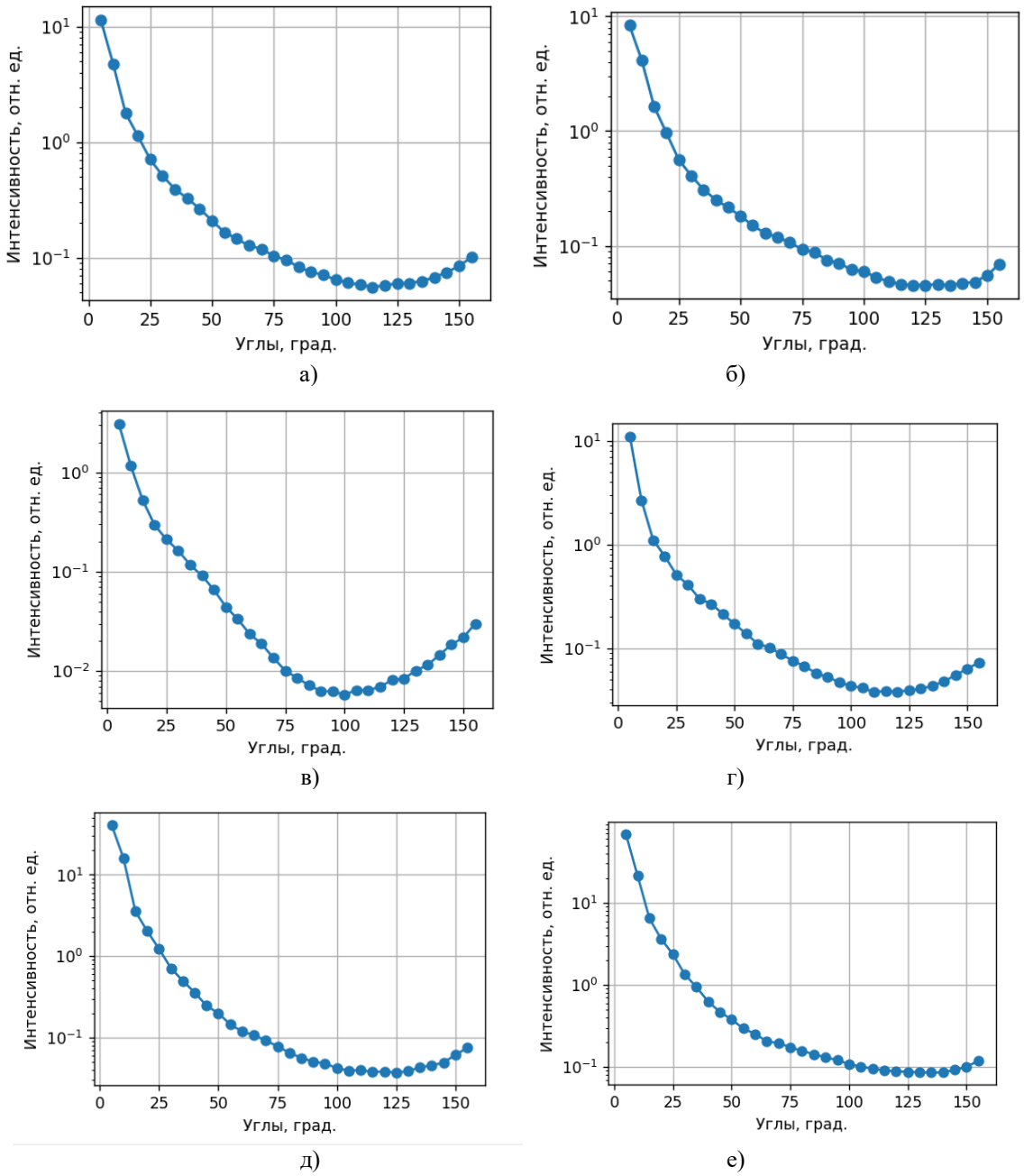


Рис. 7. Восстановленные индикатрисы рассеяния на различных частицах: (а) – TiO_2, горизонтальная поляризация, (б) – TiO_2, вертикальная поляризация, (в) – Al_2O_3, горизонтальная поляризация, (г) – Al_2O_3, вертикальная поляризация, (д) – Fe_2O_3, горизонтальная поляризация, (е) – Fe_2O_3, вертикальная поляризация

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан макет оптико-электронного комплекса и разработана методика проведения эксперимента, позволяющие проводить измерение относительного углового распределения интенсивности рассеянного лазерного излучения с длиной волны 515 нм при двух ортогональных состояниях поляризации падающего излучения. Разработан и программно реализован алгоритм обработки экспериментальных изображений зондирующего лазерного пучка в рассеянном свете, который позволяет определить индикатрисы рассеяния света в диапазоне углов рассеяния от 5^0 до 150^0.

Представлены результаты экспериментального исследования рассеяния лазерного излучения в водном растворе наночастиц оксида титана TiO_2, оксида алюминия Al_2O_3, оксида железа Fe_2O_3, на основе которых были определены индикатрисы рассеяния света.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kırbaş O.K., Bozkurt B.T., Asutay A.B., et. al.** Optimized isolation of extracellular vesicles from various organic sources using aqueous two-phase system // Scientific Reports. 2019. Vol. 9. P. 1–11.
2. **Sauvain J–J., Suarez G. Edmé J-L., et. al.** Method validation of nanoparticle tracking analysis to measure pulmonary nanoparticle content: the size distribution in exhaled breath condensate depends on occupational exposure // Journal of Breath Research. 2017. Vol. 11, № 1. P. 3–24.
3. **Braun A., Couteau O., Franks K., et. al.** Validation of dynamic light scattering and centrifugal liquid sedimentation methods for nanoparticle characterization // Advanced Powder Technology. 2011. Vol. 22, № 6. P. 766–770.
4. **Iqbal M., Usanase G., Oulmi K., et. al.** Preparation of gold nanoparticles and determination of their particles size via different methods // Materials Research Bulletin. 2016. Vol. 79. P. 97–104.
5. **Van der Pol E.F., Coumans A.W., Grootemaat A.E., et. al.** Particle size distribution of exosomes and microvesicles determined by transmission electron microscopy, flow cytometry, nanoparticle tracking analysis, and resistive pulse sensing // Journal of Thrombosis and Haemostasis. 2014. Vol. 12, № 7. P. 1182–1192.
6. **Carney R.P., Kim J.Y., Qian H., et. al.** Determination of nanoparticle size distribution together with density or molecular weight by 2D analytical ultracentrifugation // Nature Communications. 2011. Vol. 2, № 1. P. 1–8.
7. **Nontapot K., Rastogi V. Fagan J.A., et. al.** Size and density measurement of core-shell Si nanoparticles by analytical ultracentrifugation // Nanotechnology. 2013. Vol. 24, № 15. P. 1–10.
8. **Vaclavek T. Prikryl J., Foret F.** Resistive pulse sensing as particle counting and sizing method in microfluidic systems: Designs and applications review // Journal of Separation Science. 2019. Vol. 42, № 1. P. 445–457.
9. **Laborda F., Bolea E., Jiménez–Lamana J.** Single particle inductively coupled plasma mass spectrometry: A powerful tool for nanoanalysis // Analytical Chemistry. 2014. Vol. 86, № 5. P. 2270–2278.
10. **Sapronov M.V., Skornyakova N.M., Usmanova S.S.** Development of optical diagnostic method for colloidal solutions based on elastic light scattering // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2127, Article 012059.
11. **Ишанин Г.Г.** Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение. Ленинградское отд-ние. 1986. 175 с.
12. **Сапронов М.В.** Оптико-электронный комплекс диагностики характеристик наночастиц в растворе оптически прозрачной жидкости : дис. канд. тех. наук : 05.11.07 / Сапронов Максим Васильевич ; науч. рук. Скорнякова Н.М. ; НИУ «МЭИ». Москва, 2021. 160 с.
13. **Taurozzi J.S., Hackley V.A., Wiesner M.R.** Ultrasonic dispersion of nanoparticles for environmental, health and safety assessment issues and recommendations // Nanotoxicology, 2011. 5(4) P. 711-729.

Sapronov M.V., Skornyakova N.M., Usmanova S.S., Polev A.A.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: maks-sapronov@yandex.ru

INVESTIGATION OF NANOPARTICLES IN SOLUTIONS OF OPTICALLY TRANSPARENT LIQUIDS BY STATIC LIGHT SCATTERING

ABSTRACT

The report is devoted to the study of laser radiation scattering in optically transparent solutions of nanoparticles. A model of an optoelectronic complex has been created and an experimental technique has been developed to measure the relative angular distribution of scattered laser radiation intensity on nanoparticles placed in water at two orthogonal polarization states. An algorithm for processing experimental images of a probing laser beam in scattered light has been developed, which makes it possible to determine the light scattering indicatrices. Experimental results of the investigation of laser radiation scattering in an aqueous solution of aluminum oxide, iron oxide and titanium oxide nanoparticles are presented, as a result of which the light scattering indicatrices were determined.

LIGHT SCATTERING, SCATTERING INDICATRIX, OPTICAL ELECTRONIC COMPLEX

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.361.12

Егорченков Н.А., Павлов И.Н., Расковская И.Л., Янина Г.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: quadratisch1388@yandex.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАССЕЯНИЯ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ МЕТОДА ЛАЗЕРНОЙ РЕФРАКТОГРАФИИ

АННОТАЦИЯ

Целью работы является изучение рассеяния света в диффузионном слое жидкости несферическими частицами. Рассматривается решение для сферических и несферических частиц. Проводится анализ для однократного случая рассеяния.

РАССЕЯНИЕ НЕСФЕРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ, ДИФФУЗИОННЫЙ СЛОЙ ЖИДКОСТИ, ЛАЗЕРНАЯ РЕФРАКТОГРАФИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Для экспериментального исследования физических процессов в жидкостях и газах был разработан метод лазерной рефрактографии [1-2], заключающийся в зондировании исследуемой среды структурированным лазерным излучением, цифровой регистрации прошедшего излучения и компьютерной обработке рефракционных картин (рефрактограмм) с целью восстановления свойств среды [3-4].

Общий вектор работы – провести исследования рассеяния в диффузионном полупрозрачном слое двух жидкостей с разными показателями преломления. Модель мутной среды будет пониматься как включения определённой формы, вкрапленные в матрицу. Отталкиваясь от практического применения модель мутной среды будет создаваться каолином (химическая формула $Al_2O_32SiO_22H_2O$) – основным источником мутности в мировых водоёмах.

В работе рассматривается рассеяние несферическими частицами – сфероидами. Экспериментально определена предельная концентрация для использования метода лазерной рефрактографии. В программе для симуляции рассеяния SMARTIES были рассчитаны поверхностные поля сфероидальных частиц.

ТЕОРИЯ И ТЕХНИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ПОДСЧЁТА И ИЗМЕРЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Естественные рассеивающие среды обычно представляют собой смеси частиц с различными размерами, формами, ориентациями и показателями преломления. Следовательно, на практике матрицы фазы и затухания должны быть усреднены по ансамблю частиц.

Часто предполагается, что распределения по размеру и форме и ориентации статистически независимы. Функция полной вероятности упрощается путем представления ее в виде произведения двух функций, одна из которых, $p_s(a,b,c)$, описывает распределение частиц по размеру и форме, а другая, $p_o(\alpha,\beta,\gamma)$, описывает распределение ориентаций частиц [5]:

$$p(a,b,c;\alpha,\beta,\gamma) = p_s(a,b,c)\cdot p_o(\alpha,\beta,\gamma) \quad (1)$$

Как следствие, задачи вычисления средних значений размера/формы и ориентации разделены. Аналогичным образом, часто бывает удобно разделять усреднение по размерам и формам, предполагая, что размеры и формы частиц статистически независимы. Например, форма сфероидальной частицы может быть определена ее соотношением сторон ξ (наряду с обозначением либо вытянутой, либо сплюснутой), тогда как размер частицы может быть определен радиусом сферы равного объема r. Тогда функция плотности вероятности ps может быть представлена в виде произведения:

$$p_s(a,b,c) = p(\xi)n(r), \quad (2)$$

где $p(\xi)$ описывает распределение пропорций сфероидов, а $n(r)$ - распределение радиусов эквивалентных сфер. Функции $p(\xi)$ и $n(r)$ нормализованы к единице.

В работе важную техническую значимость составляет тот факт, что в отсутствие внешних сил, таких как магнитные, электростатические или аэродинамические силы, все ориентации несферической частицы равновероятны. В этом случае случайно ориентированных частиц функция распределения ориентации однородна по отношению к углам поворота Эйлера [6]:

$$p_{0,random}(\alpha,\beta,\gamma) = \frac{1}{8\pi^2} \quad (3)$$

Основные распределения для частиц

Чистый каолин дробился в ультразвуковой ванне для достижения однородной смеси. Следовательно, размер частиц определяется воздействием ультразвука, таким образом, можно рассматривать радиус частицы a как случайную величину, которая характеризуется функцией распределения $f(a)$. Рассмотрим основные распределения, используемые для описания распределений реальных частиц [7-8]. На рисунке 1 представлены основные распределения для частиц по размерам.

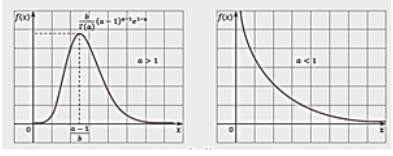
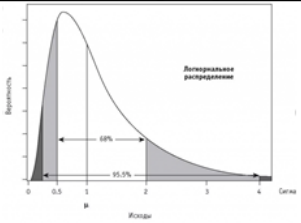
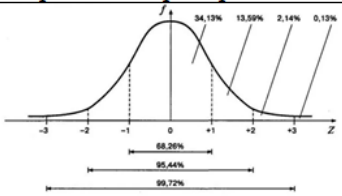
Гамма-распределение	Логнормальное распределение	Нормальное распределение
		
$f(a) = Na^{\mu}e^{-\mu a/a_0}$, где $N = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)a_0{}^{\mu+1}}$ – гамма функция	$f(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma a}\exp(\frac{-ln^2(a/a_m)}{2\sigma^2})$	$f(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma a}\exp(\frac{(a-a_m)^2}{2\sigma^2})$

Рис. 1. Основные распределения для частиц

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Для обработки использовалась программа ImageJ [9]. Приведём пример работы программы. С помощью преобразования Хуанга на изображениях частиц, примеры которых представлены на рисунке 2, определялись контуры тёмных пятен – частиц.

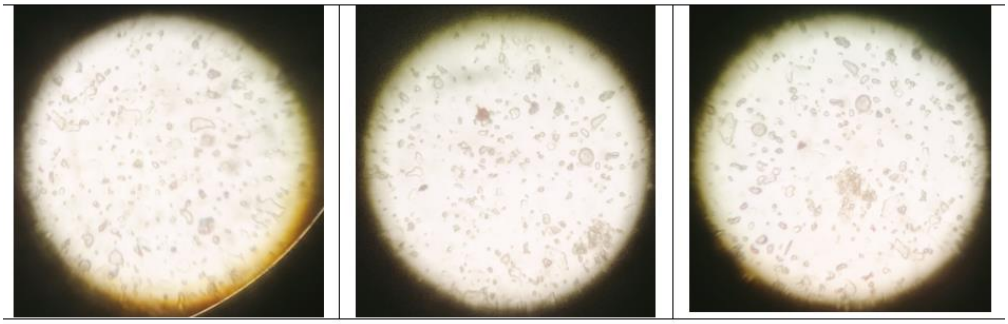


Рис. 2. Фото частиц каолина

Результат обработки экспериментального фото с помощью фильтра Хуанга представлен на рисунке 3. Слипшиеся частицы разделяются непосредственно в программе.

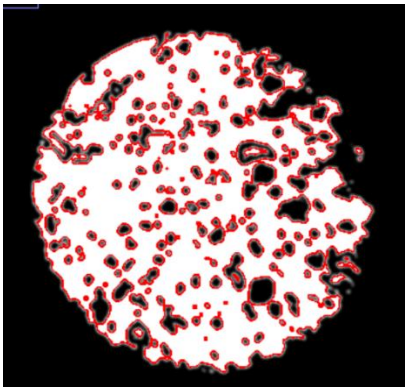


Рис. 3. Определение контуров для частиц

Так как на самом изображении многие частицы были порядка одного пикселя, то для измерения распределения сканировались окна одного размера по одному фото. На рисунке 4 показана гистограмма распределения частиц по размерам.

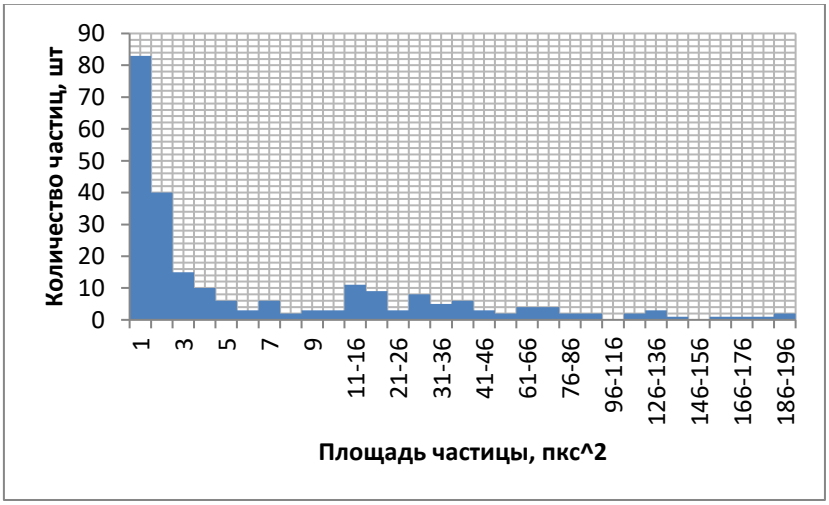


Рис. 4. Гистограмма распределения частиц каолина по размерам

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

В ходе работы была съюстирована установка (рисунок 5) для определения предельной концентрации частиц.

Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки

Излучение от лазера с длиной волны в 532 нм коллимируется цилиндрической линзой в слаборасходящуюся лазерную плоскость. После прохождения кюветы с раствором частиц изображение плоскости регистрируется на экране. Частицы подготавливались в ультразвуковой ванне для достижения однородного распределения и полного растворения больших кластеров. Для фиксирования постоянного количества добавленного каолина в колбу с известным объёмом воды (10 мл) добавлялось известное количество каолина (0,2 г). Далее из этой колбы посредством шприца в кювету впрыскивалось 0,2 мл каолина, перемешанного с водой. Таким образом обеспечивался постоянный прирост массы каолина (0,004 г) в кювете, а как следствие, и концентрации. Рисунок 6 – иллюстрация динамики интенсивности лазерной плоскости на экране.

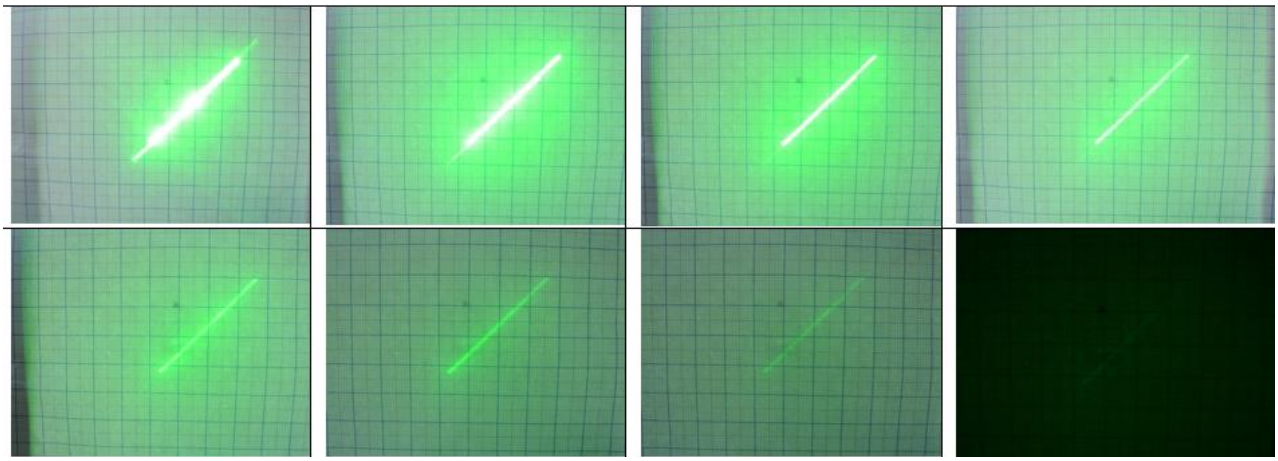


Рис. 6. Динамика затухания изображения лазерной плоскости при увеличении концентрации каолина в кювете

Предельная концентрация для кюветы с объёмом воды 2 литра рассчитывалась по формуле:

$$n = \frac{m_0 N}{V}, \tag{4}$$

где m_0- фиксированная масса каолина при каждом добавлении в граммах, N- количество кадров, при котором фон рассеянного излучения был сравним с интенсивностью лазерной плоскости, V- объём воды в кювете в литрах.

По формуле (4) имеем $n = \frac{0{,}004 \cdot 76}{2} = 0{,}152$ г/л .

МОДЕЛИРОВАНИЕ

В процессе измерения распределения частиц было установлено, что контуры большинства частиц имеют близкую к окружности форму. Эксцентриситет 60% процентов частиц меньше 0,2. В связи с этим есть смысл провести расчёт и смоделировать параметры рассеяния для сферических и сфероидальных частиц.

Расчёт для сферических частиц с помощью теории Ми был произведен в программе MieSimulator [10]. На рисунке 7 показано смоделированное распределение.

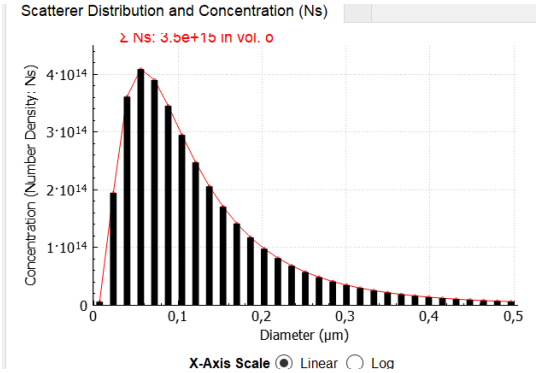


Рис. 7. Логнормальное распределение для моделирования

На рисунке 8 представлены индикатрисы рассеяния для частиц с распределением по размерам, соответствующим рисунку 7.

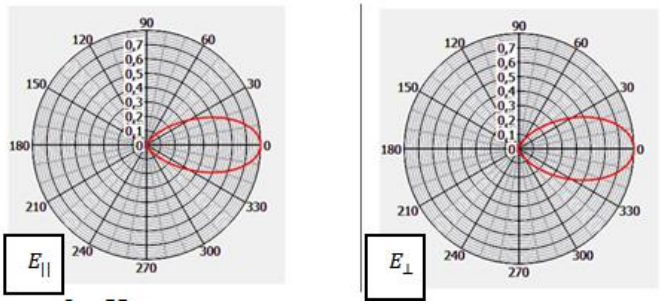


Рис. 8. Индикатрисы рассеяния для полидисперсных частиц

Известно [11-12], что связь между падающим и рассеянным полями (для сфер в силу симметрии элементы фазовой матрицы S_4 и S_3 равны нулю) описывается выражением:

$$\begin{pmatrix} E_{\|s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = \frac{\exp\left(ik(r-z)\right)}{ikr} \begin{pmatrix} S_2 & 0 \\ 0 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\|i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где k – волновой вектор, r – радиус вектор.

На рисунке 9 представлены зависимости элементов фазовой матрицы от угла рассеяния.

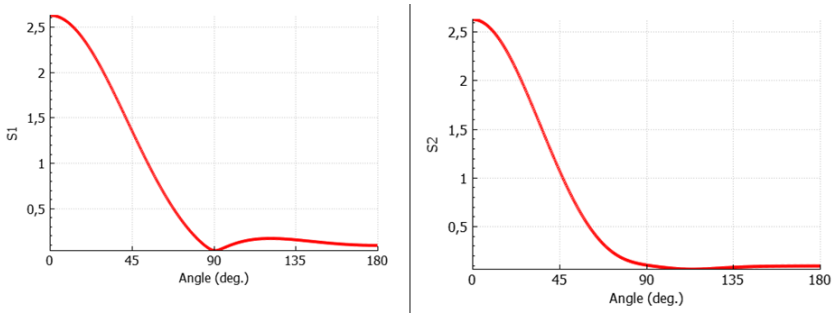


Рис. 9. Элементы фазовой матрицы в зависимости от угла рассеяния

Следующим шагом для моделирования рассеяния стал расчёт параметров рассеяния с помощью метода Т-матриц [13] в программе SMARTIES [10, 14].

Также смоделирована зависимость сечения рассеяния от параметра сфероидальности h. Этот параметр определяется как:

$$h = c/a, \tag{6}$$

где $c -$ характерный размер частицы вдоль оси z, $a -$ характерный размер частицы вдоль оси x.

Рисунок 10 определяет лабораторную систему координат для рассеивателя. На рисунках 11-12 подразумевается, что изучение падает вдоль оси x с линейной поляризацией вдоль оси z.

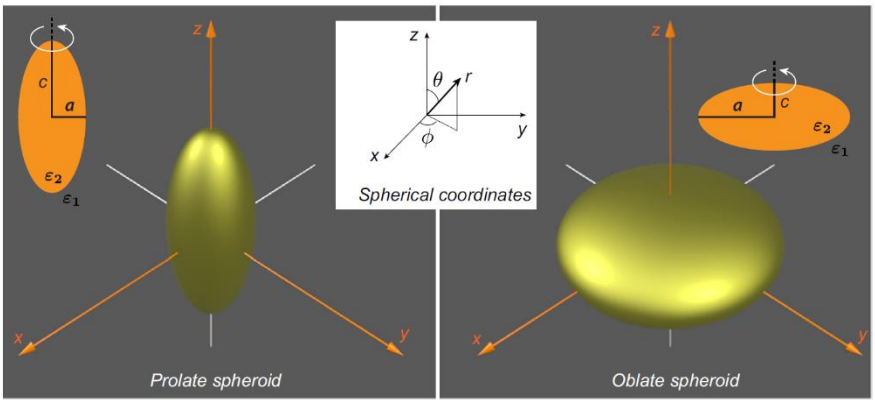


Рис. 10. Лабораторная система координат сферических координат [14]

На рисунке 11 представлены зависимости сечения рассеивания от сфероидальности (для параметра a = 0,5 мкм) и представлены формы частиц с распределением поверхностной напряжённости поля.

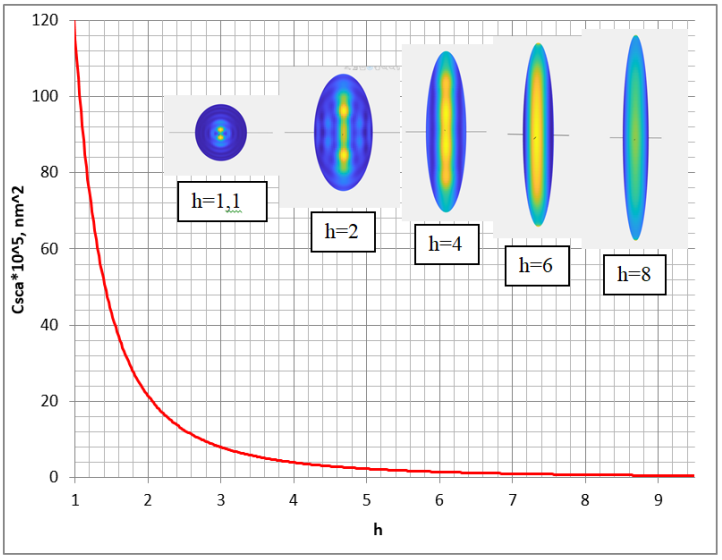


Рис. 11. Зависимость сечения рассеяния от параметра сфероидальности

На рисунке 12 представлено распределение поля при фиксированном угле ϕ от угла θ (см. сферическую систему координат на рисунке 10). Представлены результаты для трёх углов – $0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$. Распределение поля полностью соотносится с цветным изображением поверхностного поля частиц на рисунке 11.

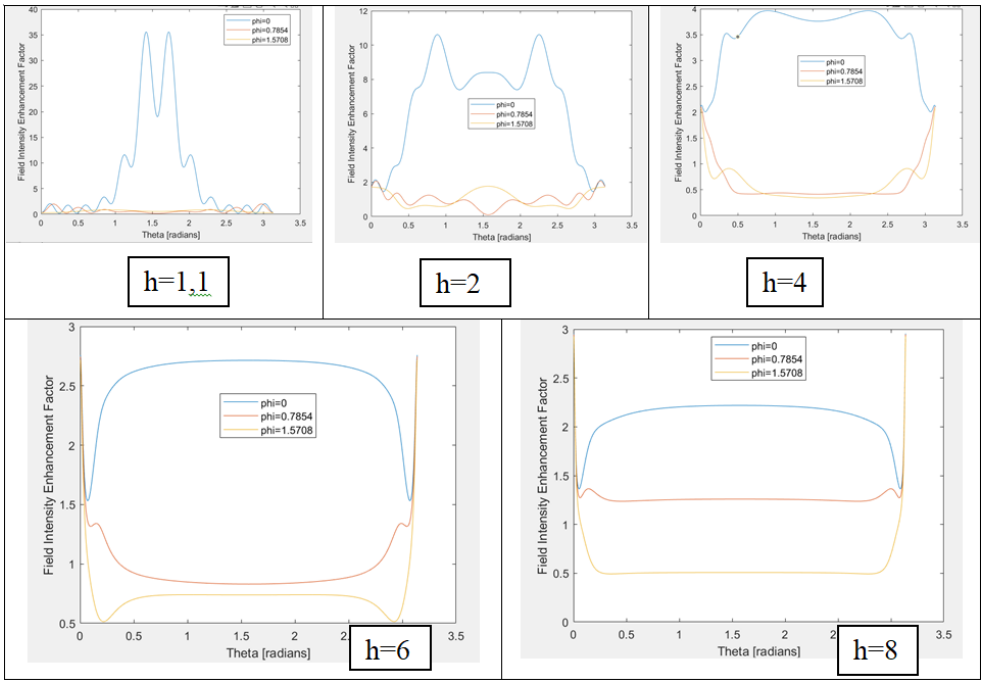


Рис. 12. Поверхностные поля на сфероидах при разных пропорциях между сторонами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе освещаются теоретические основы расчёта и экспериментального исследования рассеянного света несферическими частицами. Затронуты модели сферических и несферических частиц с прикладным кодом, позволяющим рассчитывать основные параметры рассеяния.

Дальнейший вектор исследований однозначно определяется моделированием рассеяния разными методами для получения наилучшего описания характеристик рассеяния для каолина. Особого внимания заслуживает случай многократного рассеяния.

Исследование может быть полезно для изучения особенностей применения метода лазерной рефрактографии в океанических и речных водах, в реальных условиях являющихся мутными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С**. Основы лазерной рефрактографии: учебное пособие /; под редакцией Ринкевичюса Б.С. М.: Изд-во МЭИ. 2012. 84 с.
2. **Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В.** Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника, 2007. Т. 37. №12. С. 1176–1180.
3. **Ринкевичюс Б.С., Расковская И.Л., Толкачев А.В.** Исследование теплофизических процессов в жидкости методом лазерной рефрактографии // Двенадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков», Москва, 2013 г.
4. **Сапронов М.В., Ринкевичюс Б.С.** Рефракция цилиндрического лазерного пучка в диффузионном слое жидкости // Радиоэлектроника, электротехника и энергетика: XXI Межд. науч.-технич. конференция студентов и аспирантов: тезисы докладов. М.: Издательский дом МЭИ, 2015. Т. 1. С. 131.
5. **Mishchenko M.I., Travis L.D., Lakis A.A.** Scattering, Absorbtion and Emission of light by small particles. Nasa Goddard Instiutute for spase sdudies, New York, 2002. 467 p.
6. **Mishchenko M.I.** Light scattering by randomly oriented axially symmetric particles // J. Opt. Soc. Am. A, 1991. Vol. 8(6). Pp. 871–82.

7. **Ayvazian, G.M**. Propagation of Millimeter and Submillimeter Waves in Clouds. Gidometeoizdat, Leningrad, 1991
8. **Kokhanovsky A**. Optical properties of terrestrial clouds. Institute of Environmental Physics, University of Bremen, Otto Hahn Allee 1, D-28334 Bremen, Germany Institute of Physics, 70 Skarina Avenue, Minsk 220072, Belarus.
9. Image J, URL: https://imagej.nih.gov/ij/ (дата обращения 08.06.2023)
10. SCATTPORT, URL: https://scattport.org/index.php/light-scattering-software/multiple-particle-scattering?start=30 (дата обращения 08.06.2023)
11. **Bohren C.F., Huffman D.R.** Absorption and scattering of Light by Small Particles. New York: Wiley, 1983.
12. **van de Hulst H.C.** Light scattering by small particles. New York, Wiley ; London, Chapman and Hall, 1957.
13. **Wielaard D, Mishchenko M, Macke A, Carlson B.** Improved T-matrix computations forlarge, nonabsorbing and weakly absorbing non-spherical particle sand comparison with geometrical-optics approximation // Appl. Opt., 1997. Vol. 36(18). Pp. 4305–13.
14. **Somerville W.R.C., Auguié B., Le Ru E.C.** SMARTIES: User-friendly codes for fast and accurate calculations of light scattering by spheroids. Elsevier, The MacDiarmid Institute for Advanced Materials and Nanotechnology, School of Chemical and Physical Sciences, Victoria University of Wellington, PO Box 600, Wellington 6140, New Zealand. 2016.

Egorchenkov N.A., Pavlov I.N., Raslovskaya I.L., Yanina G.M.

National Research University "MPEI", Russia,
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14, E-mail: quadratisch1388@yandex.ru

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF LIGHT SCATTERING ON THE EFFICIENCY OF THE LASER REFRACTOGRAPHY METHOD

ABSTRACT

The aim of the work is to study the scattering of light in the diffusion layer of a liquid by non-spherical particles. A solution for spherical and non-spherical particles is considered. The analysis is carried out for a single case.

SCATTERING BY NON-SPHERICAL PARTICLES, DIFFUSION LIQUID LAYER, LASER REFRACTOGRAPHY

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.016

Родин И.Р., Павлов И.Н.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: RodinIR@mpei.ru

РАЗРАБОТКА БИОСЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

АННОТАЦИЯ

В данной статье представлены примеры и описание некоторых работ, посвященных биосенсорам, основанных на явлении поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Описано явление возникновения плазмонного резонанса и принцип работы биосенсоров, в основе которых используется данное явление. В статье также обсуждается потенциал ППР-биосенсоров в обнаружении изменений интенсивности отраженного излучения при взаимодействии антигенов и антител. Высокая чувствительность, точность и скорость получаемых результатов выделяют сенсоры на основе ППР по сравнению с другими видами биосенсоров. В работе проанализированы свойства тонких металлических пленок, используемых в сенсорах на основе ППР, и на основе этого анализа были выбраны материалы наилучшим образом подходящих для проектирования ППР-биосенсора. Металлические плёнки сравнивались по параметрам длины волны, на которой происходит резонанс, и углу резонанса, а также по виду резонансной кривой. Наиболее подходящими характеристиками обладают такие металлы, как алюминий, родий, рутений, железо, тантал, индий, олово.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОНЫ, ПОВЕРХНОСТНЫЙ ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС, ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ, БИОСЕНСОР, НАНОПЛАЗМОНИКА

ВВЕДЕНИЕ

Изучение характеристик различных веществ является актуальной темой для многих для сфер деятельности человека в современном мире, начиная от пищевой промышленности и заканчивая сферой здравоохранения. Существует множество методов определения этих характеристик, но оптические методы исследования веществ являются наиболее надежными и точными, при этом не разрушают исследуемое вещество. В последнее время все большее внимание уделяется исследованиям, основанным на явлении поверхностного плазмонного резонанса (ППР), который возникает на границе металл-диэлектрик при определенных условиях. Такие методы исследования обладают высокой чувствительностью, точностью результатов и их воспроизводимостью.

Измерение показателей преломления жидкостей и газов широко применяется для определения концентраций примесей в этих средах, а также в хроматографических детекторах и других сенсорах. Одним из преимуществ сенсоров концентрации, основанных на измерении показателя преломления, является их универсальность, поскольку они не требуют наличия специфических свойств у исследуемых веществ, таких как флуоресценция, поглощение или

электрохимическая активность. На данный момент сенсоры на основе ППР являются одними из самых распространённых и наиболее точных оптических сенсоров. Такие сенсоры позволяют не только определить показатель преломления исследуемого вещества, но и получить его пространственное распределение.

Одной из самых стремительно развивающихся сфер применений ППР сенсоров является биосенсоринг. Так как такой метод является неразрушающим, точным и относительно простым в реализации, это позволяет применять данный метод для детектирования веществ в малых концентрациях, получать распределение частиц вещества в малом объёме, определения параметров исследуемого материала и многое другое. Биосенсоринг на основе измерения показателя преломления также позволяет быстро и точно определять концентрации биологически активных веществ, таких как белки, антибиотики, гормоны и другие молекулы, что делает его важным инструментом в медицине, фармацевтике и биотехнологии. Биосенсоры на основе ППР также могут быть использованы для определения качества пищевых продуктов, контроля за загрязнением окружающей среды и мониторинга процессов в промышленности.

Помимо регистрации параметров веществ ППР биосенсоры также применяются и в детектировании биомаркеров болезней, вирусов или частиц какого-либо вещества. В статье [1] представлена разработка биосенсора, способного детектировать вирус COVID-19. Потребность в создании детекторов COVID-19 возникла вследствие того, что существующие на данный момент методы обладают недостаточной точностью (ПЦР-тестирование), либо эти методы влекут за собой большие трудности в реализации при детектировании в каждом отдельном случае во время крупномасштабного заражения (метод компьютерной томографии) [1, 2]. Кроме того, биосенсоры на основе ППР могут быть использованы для мониторинга эффективности лечения и контроля за возможными рецидивами заболевания. Таким образом, разработка биосенсоров на основе ППР имеет большое значение для борьбы с COVID-19 и другими заболеваниями.

В статье [3] описывается новый метод обнаружения малых биомаркеров рака в условиях с очень низкой их концентрацией. Раннее выявление онкологических заболеваний всегда было сложной задачей для медицины, но в данной статье описывается разработка усовершенствованного ППР биосенсора, который может решить эту проблему с помощью атомарно тонкого двумерного наноматериала с фазовым переходом. Этот метод детектирования достиг предела обнаружения биомаркеров в концентрации $10^{-15}\,\frac{\text{моль}}{\text{литр}}$, что свидетельствует о его высокой чувствительности и потенциале для подобных исследований.

Современные исследования в области применения ППР сенсоров не останавливаются только лишь в сфере технологий биомедицины. В статье [4] описывается детектирование ионов тяжёлых металлов в питьевой воде с помощью датчика дифференциального поверхностного плазмонного резонанса с высоким разрешением. С помощью квадрантной ячейки фотодетектора был отслежен сигнал, отраженный от границы металл-вода, на поверхность которой были нанесены пептиды. При прохождении воды по поверхности металла пептиды связывались с ионами тяжелых металлов, таких как Cu^{2+} и Ni^{2+}. Исследование показало, что уровень содержания ионов никеля в питьевой воде был незначительным, в то время как уровень содержания ионов меди превышал допустимый уровень в 6 раз. В данном исследовании отмечается, что датчики на основе ППР характеризуются простотой, быстродействием и точностью результатов.

Приведённые выше исследования говорят о широких возможностях применения биосенсоров на основе явления поверхностного плазмонного резонанса и стремительном развитии данного метода как в научной сфере, так и в повседневной сфере деятельности человека.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА И УСТАНОВКИ

Поверхностные плазмоны (ПП) представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и электронов проводимости, распространяющиеся вдоль поверхности

проводника. Их можно интерпретировать как электромагнитные волны, захваченные поверхностью металла вследствие взаимодействия со свободными электронами. В ходе этого взаимодействия электроны проводимости коллективно реагируют на электромагнитное воздействие, осциллируя в резонансе со световой волной [5]. Резонансное возбуждение поверхностных плазмонов происходит при падении излучения под углом близким к критическому углу полного внутреннего отражения (ПВО). При этом отраженное излучение полностью отсутствует, либо стремится к нулю. Самой распространённой схемой возбуждения ППР является конфигурация Кречмана. Зависимость волнового вектора поверхностных плазмонов от свойств среды определяется по формуле [6]

$$k_{spp} = k_x \cdot \frac{n_m n_d}{\sqrt{n_m^2 + n_d^2}}, \quad (1)$$

где k_x – волновое число эванесцентной волны; n_m – показатель преломления метала; n_d – показатель преломления диэлектрика.

В рамках данной темы нашей научной группой уже был проведён ряд исследований. Так, например, в статье [6] описывается схема созданной экспериментальной установки, позволяющей визуализировать динамику изменения распределения показателя преломления исследуемой среды в пограничном слое. Установка работает в режиме *SPR-imaging*. Схема установки представлена на рис. 1.

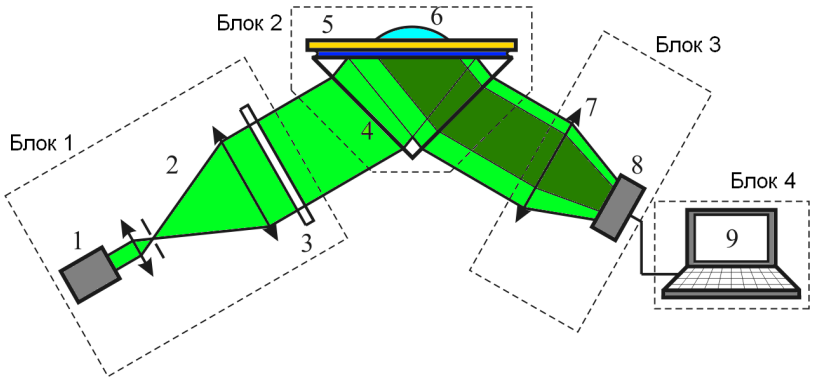


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:
блок 1 - блок формирования зондирующего пучка (1 - лазер, 2 - расширитель пучка, 3 - поляризатор), блок 2 - сенсорный блок (4 - стеклянная призма, 5 - стеклянная пластинка с золотым напылением толщиной 50 нм, 6 - исследуемый объект), блок 3 - приемный блок (7 - объектив, 8 - научная ПЗС-камера), блок 4 - блок хранения и обработки изображений (компьютер с программным обеспечением [6]

Для генерации поверхностных плазмонов используется эванесцентная волна, создаваемая на поверхности призмы. При этом под углом, большим критического угла полного внутреннего отражения, на грань призмы падает широкий коллимированный лазерный пучок. Для достижения ППР, который проявляется в отсутствии отраженного излучения, необходимо подобрать не только угол падения, но и поляризацию падающего излучения. Для этой цели используется поляризатор 3. Расширитель пучка 2 состоит из двух линз с пространственным фильтром в виде точечной диафрагмы и необходим для формирования широкого коллимированного лазерного пучка. Благодаря его использованию можно получать распределение локальных значений показателя преломления по тонкому пограничному слою исследуемой среды. Для возбуждения поверхностных плазмонов на поверхность тонкой золотой пленки 5 помещается исследуемое вещество 6. При определенных значениях параметров эксперимента возникают резонансные условия, при которых вся энергия падающего излучения расходуется на генерацию согласованных поверхностных плазмонов. Резонансные условия очень чувствительны к изменению параметров, от которых они зависят, поэтому даже небольшое отклонение от резонансного значения может привести к нарушению этих условий и появлению отраженного света. Далее в зависимости от целей эксперимента

фиксируются величины параметров, при которых наблюдается резонанс, и сравниваются отклонения этих параметров от резонансных значений. Чувствительность ППР определяется как производная контролируемого параметра ППР (например, резонансного угла или длины волны) по отношению к определяемому параметру (показатель преломления, толщина тонкого верхнего слоя, концентрация и т. д.).

Выбор материала поверхности ППР-чипа

ППР-чип представляет собой тонкую стеклянную подложку толщиной, примерно, 1 мм. На поверхность этой подложки наносят тонкий слой металла. Толщина такого слоя не должна превышать десятков нанометров, так как для возникновения резонанса необходимо, чтобы через металл проходила эванесцентная волна, однако на практике для получения чётких условий резонанса толщина плёнок лежит в диапазоне от 15 до 50 нм. Такие толщины достигаются с помощью магнетронного напыления или для некоторых металлов термическим испарением с электрически нагретой вольфрамовой фольги. Самыми распространёнными металлами, используемые для плёнок ППР чипов, являются золото, серебро и медь. Однако при разработке сенсоров могут возникнуть проблемы, связанные с получением тонких плёнок из данных металлов. В связи с этим было принято решение исследовать характеристики других металлов, которые могут использоваться в качестве пленок. Информация о параметрах этих металлов была получена из источника [7]. Стоит отметить, что выбор материалов плёнок был ограничен характеристиками рабочей установки, описанной ранее, а именно длины волн, при которых наблюдается резонанс, выбирались в видимом диапазоне и резонансный угол не должен превышать 72,8˚.

Хотя алюминий обладает приемлемыми характеристиками для ППР пленок, резонанс в таких пленках наблюдается главным образом в ИК области спектра. Однако, если нанести этот металл на поверхность полимерной подложки *TOPAS*, можно достичь четкого резонанса в видимом диапазоне длин волн при углах падения в диапазоне от 60˚ до 70˚ и толщине пленки 20 нм. В случае литиевых пленок чёткие резонансные кривые в видимом диапазоне приведены преимущественно для подложек из сапфира при углах резонанса в диапазоне от 50˚ до 65˚. Оптимальная толщина пленки составила 20 нм. Однако, литий является очень реактивным и проявляет сильную экзотермическую реакцию окисления при контакте с кислородом или водой, поэтому для исследования используется раствор циклогексана, что значительно ограничивает область применения сенсоров, использующих данный металл.

Из классических благородных металлов, как упоминалось ранее, хорошими характеристиками обладают золото, серебро и медь. Металлы данной группы позволяют получить чёткие резонансные кривые в видимом диапазоне длин волн. Для плёнок из меди и золота в видимом диапазоне и при углах падения до 72,8˚ подходят подложки из стекла *BK*-7, *PMMA*, кварца, CaF_2, поликарбоната. Для серебра также подходят эти материалы в качестве подложек, а также подложки из сапфира. Оптимальная толщина плёнок для всех трёх металлов 50 ± 3 нм.

Из благородных металлов платиновой группы в качестве плёнок подходят такие металлы, как платина, родий, рутений. Для плёнки из родия резонанс наблюдается преимущественно в ИК области спектра, однако для подложек из таких материалов, как *TOPAS*, поликарбонат, *BK*-7, сапфир, резонанс наблюдается в видимом диапазоне. Однако резонансные кривые для данного материала изменяются плавно, что может сказаться на чувствительности сенсоров, использующих такие плёнки. При работе с плёнками из платины резонанс происходит на очень больших углах, которых довольно трудно добиться. TOPAS и сапфир обладают наименьшими углами при которых наблюдается провал в резонансной кривой (около 63˚), все остальные материалы не подходят из-за слишком больших углов, которых очень сложно добиться на практике. В видимом диапазоне рутениевые плёнки работают с подложками из таких материалов, как *TOPAS*, поликарбонат, *BK*-7, сапфир, однако резонансные кривые для этого

металла менее чёткие. Оптимальные толщины для платины – 20 нм, родия – 15 нм, рутения – 20 нм.

Из обычных металлов можно выделить плёнки из железа. При исследованиях с использованием этого металла получаются хорошие резонансные кривые в видимом диапазоне для подложек из *TOPAS*, поликарбоната, *PMMA*, *BK*-7, сапфира, кварца с эффективной толщиной плёнки – 25 нм. Однако этот металл обладает пониженной коррозийной стойкостью, следовательно, требует нанесения защитных слоёв. Танталовые плёнки толщиной в 35 нм работают в широком диапазоне длин волн 569 нм – 2197 нм. Прослеживается уменьшение ширины резонанса с увеличением длины волны и в сторону меньшего угла для кварца, *BK*-7, *PMMA* и *TOPAS*. Цирконий устойчив к коррозии, однако чёткие резонансные кривые наблюдаются при слишком больших углах. Для плёнок из этого металла в качестве подложек используются только поликарбонат (545 нм) и сапфир (680 нм), оптимальная толщина плёнки 25 нм.

Также из обычных металлов хорошими характеристиками для ППР обладают плёнки из индия и олова. В случае индия лучше всего подходят подложки из *BK*-7, *TOPAS*, CaF_2, сапфира, поликарбоната, *PMMA* и кварца (670 нм, 71˚; 700 нм, 68˚). Оптимальная толщина плёнок 25 нм. Олово обладает высокой коррозийной стойкостью при низких температурах на воздухе или в воде. Для материалов *TOPAS* и *BK*-7 прослеживаются четкие резонансы оловянных плёнок под доступными углами и видимом диапазоне длин волн, оптимальная толщина таких плёнок составляет 25 нм.

Методика проведения экспериментов

Процедура проведения эксперимента для разработанной в работе [6] оптоэлектронной системы следующая. Сначала необходимо подготовить жидкости для тестирования и поместить их в удобный контейнер для отбора проб, например, стеклянные банки или пробирки с крышками. Если возможно, желательно заранее оценить показатель преломления каждой жидкости, например, с помощью лабораторного рефрактометра. Следует помнить, что показатель преломления, измеренный рефрактометром, относится к определенной длине волны, обычно желтой линии натрия при 589,3 нм. Для правильной работы оптоэлектронной системы важен показатель преломления при длине волны используемого источника, который в данном случае равен 650 нм. Поэтому, помимо показателя преломления, необходимо измерить среднюю дисперсию и пересчитать полученное значение показателя преломления от рефрактометра для требуемой длины волны.

Далее, если необходимо провести исследование констант связывания аналита и лиганда, то следует провести процедуру иммобилизации частиц лиганда на поверхность чипа. Если исследование заключается в изучении распределения какой-либо характеристики, которая влияет на показатель преломления жидкости, такую как температура или концентрация, то подготовка чипов не требуется. Чип нужно поместить на поверхность призмы, поверхность которой предварительно очищена с помощью изопропилового спирта и протёрта безворсовой салфеткой. Между чипом и поверхностью призмы помещён слой иммерсионной жидкости. При этом желательно, чтобы показатели преломления стекла призмы, подложки и иммерсионной жидкости совпадали или были близки – для предотвращения интерференционных эффектов при переотражении от границ раздела призмы, жидкости и подложки. Если этого соблюсти не удается, нужно, чтобы показатель преломления стекла призмы был больше показателя преломления иммерсионной жидкости, а он, в свою очередь, был больше показателя преломления материала подложки чипа. Помещенный через иммерсионный слой на призму чип нужно слегка прижать с помощью специального крепления и зафиксировать его, чтобы выдавить из-под него часть иммерсионной жидкости, уменьшив таким образом ее толщину и, соответственно, влияние на процесс измерений.

Затем необходимо убедиться в том, что оптическая система формирования пучка отъюстирована, то есть пучок лазерного излучения попадает в коллиматор, а сфокусированный

короткофокусной собирающей линзой пучок попадает на отверстие точечной диафрагмы пространственного фильтра, и расширенный пучок на выходе из оптической системы сколлимирован и обладает нужным состоянием поляризации (параллельной плоскости падения излучения).

После этого устанавливается угол падения излучения на границу раздела призмы и чипа соответствующим (или превышающим/меньшим в зависимости от условий эксперимента) условию ППР для данных параметров установки (соотношения показателей преломления призмы, подложки, металлической пленки и используемых жидкостей). Контроль угла падения проводится с помощью цифрового угломера, который закреплён на плече, где смонтирована оптическая система формирования широкого коллимированного лазерного пучка.

После того как удалось добиться нужного угла падения излучения следует отъюстировать приёмную оптическую систему. Отметим, что возможны два режима работы установки. В первом отраженный лазерный пучок попадает на диффузно рассеивающий экран (например, бумажный или матовое стекло) и изображение на нем регистрируется с помощью цифровой ПЗС-камеры. При этом фокусировку объектива следует проводить на экран. Во втором режиме изображение пучка образуется сразу на ПЗС-матрице с помощью объектива камеры без необходимости использовать экран. Фокусироваться при этом нужно на то место измерительной призмы, где нужно измерить распределение показателя преломления. Преимущество первого режима состоит в том, что, меняя угол наклона экрана к оси пучка, можно скомпенсировать геометрические искажения формы исследуемых объектов, связанные с наклонным падением пучка на границу раздела призма-объект, сохраняя при этом перпендикулярность плоскости экрана и оптической оси объектива камеры. Недостаток состоит в неизбежной зашумленности получаемых изображений ввиду образования спекл-структуры на диффузно рассеивающем экране. Его можно избежать, однако, путем использования вращающегося экрана, но это дополнительно усложняет конструкцию созданной оптоэлектронной системы. Второй режим лишен указанного недостатка, но так как плоскость регистрации в этом случае не может быть перпендикулярна оптической оси объектива камеры, то края исследуемого объекта могут выходить за пределы глубины резко изображаемого объективом пространства, вследствие чего их изображение становится размытым.

После этого оптоэлектронная система готова к работе. Записывается калибровочное изображение в отсутствие неоднородности, т.е. исследуемой капли на поверхности чипа. Для интерпретации полученных результатов можно, например, оценить изменение интенсивности пришедшего на приёмник излучения при разных концентрациях вещества.

Для примера, возьмём воду для инъекций с показателем преломления $n \approx 1{,}332$ и будем измерять интенсивность приёмного излучения при разных концентрациях в воде физраствора (показатель преломления $n \approx 1{,}335$). Построим резонансную кривую, чтобы оценить при каком угле падения наблюдается минимум отражения падающего излучения. Вид такой кривой представлен на рис. 2.

Резонансная кривая рассчитывается по формулам 2-4 [8]

$$k_{zi} = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{n_i^2 - (n_1 \sin(\theta))^2}, \tag{2}$$

$$r_{12} = \frac{\frac{n_2^2}{k_{z2}} - \frac{n_1^2}{k_{z1}}}{\frac{n_2^2}{k_{z2}} + \frac{n_1^2}{k_{z1}}}, r_{23} = \frac{\frac{n_3^2}{k_{z3}} - \frac{n_2^2}{k_{z2}}}{\frac{n_3^2}{k_{z3}} + \frac{n_2^2}{k_{z2}}}, \tag{3}$$

$$\rho_{||} = \left|\frac{\left[r_{1,2} + r_{2,3}\exp(2ik_{z2}d_2)\right]}{\left[1 + r_{1,2}r_{2,3}\exp(2ik_{z2}d_2)\right]}\right|^2, \tag{4}$$

где k_z – волновое число, равное модулю волнового вектора в соответствующей среде; λ – длина волны излучения; n_i – показатель преломления среды i = 1, 2, 3 (1 – призма; 2 – металлическая плёнка; 3 – исследуемое вещество); θ – угол падения излучения; d_2 – толщина металлической плёнки.

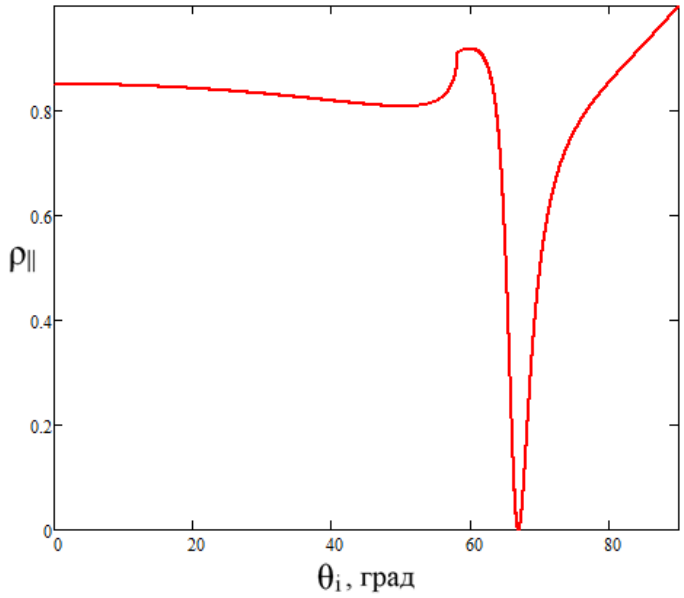


Рис. 2. Пример рассчитанной резонансной кривой для границы раздела золото/вещество, при толщине плёнки 50нм

При увеличении в капле воды концентрации физраствора, показатель преломления будет также увеличиваться. На рис. 3 представлена зависимость положения минимума резонансной кривой при увеличении показателя преломления.

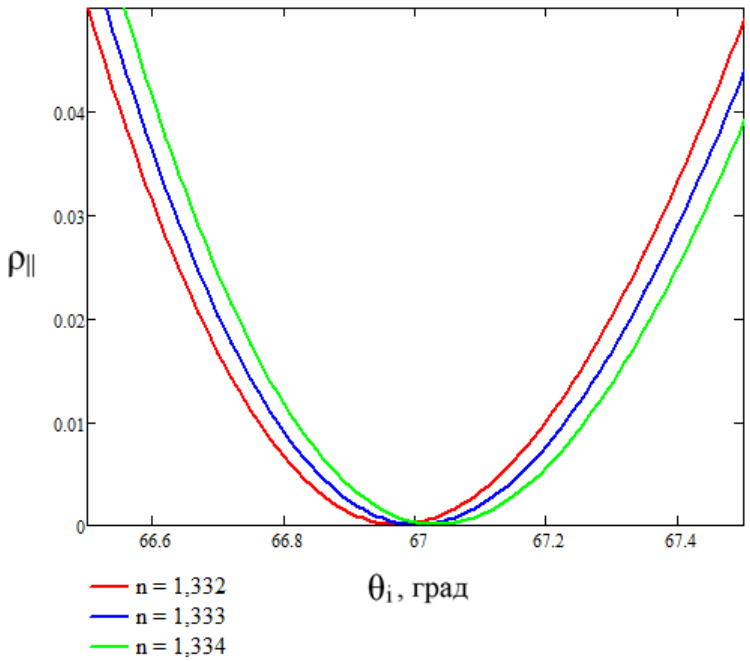


Рис. 3. Изменение положения минимума отражения излучения при изменении показателя преломления исследуемого вещества

Как видно из данной зависимости, при увеличении показателя преломления точка минимума отражённого излучения смещается в сторону больших углов. При этом интенсивность приёмного излучения будет возрастать. По величине изменения интенсивности можно определить изменение показателя преломления. Чувствительность к изменению

показателя преломления оценивается как $4 \cdot 10^{-8}$ при моделировании эксперимента с различными газами. Под чувствительностью в данном случае понимается отношение $S = \frac{\Delta I}{\Delta n}$, где ΔI – это изменение интенсивности отраженного пучка в определенном месте изображения, соответствующее изменению показателя преломления исследуемой среды на Δn. В свою очередь регистрируемое изменение интенсивности зависит от качества собранной оптоэлектронной системы и изменением коэффициента отражения. Для разных материалов плёнок получаются разные резонансные кривые. Единица изменения коэффициента отражения будет там меньше, где круче график резонансной кривой $\rho(\theta)$. Чем круче график зависимости $\rho(\theta)$, тем больше изменение коэффициента отражения при одном и том же изменении показателя преломления исследуемой среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведённых примеров современных исследований можно сделать вывод, что биосенсоры, основанные на явлении ППР, представляют собой актуальное направление в современных исследованиях, благодаря высокой скорости, точности и чувствительности. Эти технологии позволяют обнаруживать различные вирусы, биомаркеры заболеваний, ДНК структуры и даже определять очень малые концентрации этих веществ. Кроме того, было проведено исследование характеристик материалов тонких металлических пленок, используемых в сенсорах на основе ППР. Ряд металлов, таких как золото, серебро, медь, родий, индий и олово обладают наиболее подходящими для биосенсоров характеристиками, так как резонансные кривые таких металлов чёткие, с резким переходом в точку минимума отражения, минимум наблюдается при углах падения излучения, которых легко добиться, а также данные металлы обладают высокой коррозийной стойкостью и не проявляют экзотермических реакций при взаимодействии с водой и кислородом как литий.

По описанной методике проведения эксперимента нашей научной группой уже был проведён ряд исследований. Например, в статье [9] была оценена чувствительность данного метода в сравнении с методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). По результатам этой работы был сделан вывод о том, что рассчитанная чувствительность метода НПВО оказалась значительно выше, но из-за влияния шумов в реальных условиях проведения эксперимента чувствительности методов ППР и НПВО получились приблизительно равными. Кроме того, в будущем планируется усовершенствование установки для получения более точных и конкретных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Qiu G., Gai Z., Tao Y., Schmitt J., Kullak-Ublick G.A., Wang J.** Dual-functional plasmonic photothermal biosensors for highly accurate severe acute respiratory syndrome coronavirus 2 detection // ACS Nano. 2020. V. 14. P. 5268-5277.
2. **Иванов А.С., Калужский Л.А., Яблоков Е.О. Мезенцев Ю.В., Гнеденко О.В., Арчаков А.И.** Технология поверхностного плазмонного резонанса (SPR) в исследованиях COVID-19 // XIX Всероссийская молодежная школа-конференция по актуальным проблемам химии и биологии: Материалы конференции, Владивосток. 2022. 10 с.
3. **Wang Y., Zeng S., Crunteanu A. et al.** Targeted Sub-Attomole Cancer Biomarker Detection Based on Phase Singularity 2D Nanomaterial-Enhanced Plasmonic Biosensor // Nano-Micro Lett. 2021. V. 13. P. 96.
4. **Erica S. Forzani, Haiqian Zhang, Wilfred Chen, Nongjian Tao.** Detection of heavy metal ions in drinking water using a high-resolution differential surface plasmon resonance sensor // Environmental Science & Technology. 2005. V. 39, no. 5. P. 1257-1262.
5. **Гвоздовский Д.Ч.** Условия возникновения поверхностных плазмон-поляритонных волн в гетероструктуре "графен/SiO2" / **Д.Ч. Гвоздовский, М.С. Баранова, В.Р. Стемпицкий** // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. 2021. № 3. С. 282-283.

6. **Pavlov I.N., Rinkevichyus B.S., Tolkachev A.V., Vedyashkina A.V.** Possibilities of surface plasmon resonance method in visualizations of physical processes in Nanoscale boundary layers of liquid // Scientific Visualization. 2017. V. 9. No. 1. P. 41-49.
7. **Oliveira L.C., Lima A.M.N., Thirstrup C., Neff H.F.** Surface plasmon resonance sensors: a materials guide to design, characterization, optimization and usage // Springer Series in Surface Sciences. 2019.
8. **Pavlov I.N., Rinkevichyus B.S., Vedyashkina A.V.** Application of surface plasmon resonance method for visualization of processes in a near-wall liquid layer // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 737, no. 1. P. 012044.
9. **Павлов И.Н.** Сравнение чувствительности рефрактометрических методов нарушенного полного внутреннего отражения и поверхностного плазмонного резонанса // Измерительная техника. 2020. № 2. С. 45-49.

Rodin I.R., Pavlov I.N.

National Research University " Moscow Power Engineering Institute*", Russia,*
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st. 14, E-mail: RodinIR@mpei.ru

DEVELOPMENT OF BIOSENSORS BASED ON SURFACE PLASMON RESONANCE

ABSTRACT

This article presents an overview of biosensors based on the phenomenon of surface plasmon resonance (SPR). The phenomenon of the occurrence of plasmon resonance and the principle of operation of biosensors based on this phenomenon are described. The article also discusses the potential of SPR biosensors in detecting changes in the intensity of reflected radiation during the interaction of antigens and antibodies. High sensitivity, accuracy, and speed of the results obtained distinguish sensors based on SPR in comparison with other types of biosensors. In this paper, we analyzed the properties of thin metal films used in SPR-based sensors, and based on this analysis, the materials best suited for designing an SPR biosensor were selected. The metal films were compared in terms of the parameters of the wavelength at which resonance occurs and the angle of resonance, as well as the shape of the resonance curve. The most suitable characteristics are metals such as aluminum, rhodium, ruthenium, iron, tantalum, indium, tin.

SURFACE PLASMONS, SURFACE PLASMON RESONANCE, TOTAL INTERNAL REFLECTION, BIOSENSOR, NANOPLASMONICS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 621.315.592: 621.373

Близнюк В.В., Семенова О.И., Смирнов А.И., Хлынцев Н.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: 4059541@mail.ru

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СЕРИЙНО ИЗГОТОВЛЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

АННОТАЦИЯ

Разработана методика быстрой оценки качества гетероструктуры отдельно взятого многомодового лазерного диода (ЛД) по токовой зависимости его спектральной характеристики. Спроектирована оптическая схема коррекции профиля лазерного излучения, система синхронизации блока управления монохроматора и включения АЦП. Особое внимание уделено воспроизведению начальных условий проведения измерений спектра и мощности излучения лазерного диода.

МОЩНЫЙ ИК ЛАЗЕРНЫЙ ДИОД, ТОКОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Непрерывное развитие технологии изготовления лазерных диодов обеспечило высокое качество их гетероструктуры и актуализировало вопрос об использовании диодов в качестве источников оптического излучения в лазерных измерительных системах. Целью настоящей работы является разработка методики быстрой оценки качества гетероструктуры отдельно взятого многомодового лазерного диода (ЛД) перед его установкой в оптико-электронный измерительный комплекс (ОЭК) для диагностики потоков частиц в газовой среде.

Важнейшим требованием, предъявляемым к источникам излучения, является долговременная стабильность их параметров и, как следствие, приемлемый срок службы. При серийном изготовлении лазерных диодов возникает проблема быстрой диагностики отдельно взятого прибора с целью прогнозирования его срока службы в начальной стадии эксплуатации. Разработанные ранее методы прогнозирования срока службы лазерных диодов по временным зависимостям их мощности и спектра излучения связаны с расходованием заметной части ресурса лазерного диода [1-3].

Поэтому в данной работе основное внимание уделено измерениям токовой зависимости спектра излучения мощного ИК лазерного диода в начальной стадии его эксплуатации и разработке метода быстрого прогнозирования его срока службы по этой зависимости. Для измерений спектра был использован спектрометр МДР-23 с разрешением 0,05 нм по длине волны.

ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ МНОГОМОДОВОГО ЛАЗЕРНОГО ДИОДА ПО ТОКОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЕГО СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Измерения спектра излучения многомодового ЛД $f_{эксп}(\nu)$ показали, что он состоит из эквидистантно расположенных линий продольных мод различной интенсивности [1,4-6]. Огибающие групп продольных мод с пиками большой интенсивности представляют собой спектральные характеристики каналов генерации, рассмотренных нами ранее в работах [2,3]. Поэтому анализ спектра излучения многомодового ЛД с целью определения состояния его гетероструктуры предлагается проводить путем выделения огибающих спектр линий излучения с центральными частотами ν_{0i} и полуширинами $\Delta\nu_i$. В настоящей работе установлено, что количество и форма этих огибающих сильно зависит от тока накачки ЛД. На рис. 1 эта зависимость показана на примере одного из исследованных ЛД – ЛД124. Так, на рис. 1а отчетливо выделяется одна огибающая спектр линий излучения с полушириной $\Delta\nu_0$. На рис. 1б количество огибающих возрастает до четырех. Характерно, что максимумы этих огибающих практически одинаковы. Это указывает на равномерное распределение энергии лазерного излучения в каналах генерации. При токе накачки 140 мА, то есть удвоенном пороговом токе, количество огибающих возрастает до одиннадцати (рис. 1в). Однако максимумы этих огибающих заметно отличаются, что указывает на конкуренцию каналов. Иная картина наблюдается при токе накачки 242 мА. Необходимо отметить, что ток накачки 242 мА при напряжении на входе лазерного модуля 2,0 В – это нижняя граница диапазона значений тока накачки, в котором начинает проявляться действие драйвера, установленного в лазерный модуль с ЛД124. Наблюдается резкое возрастание (до двадцати пяти) числа каналов генерации с явно выраженной конкуренцией этих каналов (рис. 1г). Спектр излучения принимает сложный вид, не позволяющий проводить его точный анализ. В этом случае прогнозирование срока службы ЛД по предлагаемому в настоящей работе методу крайне затруднительно.

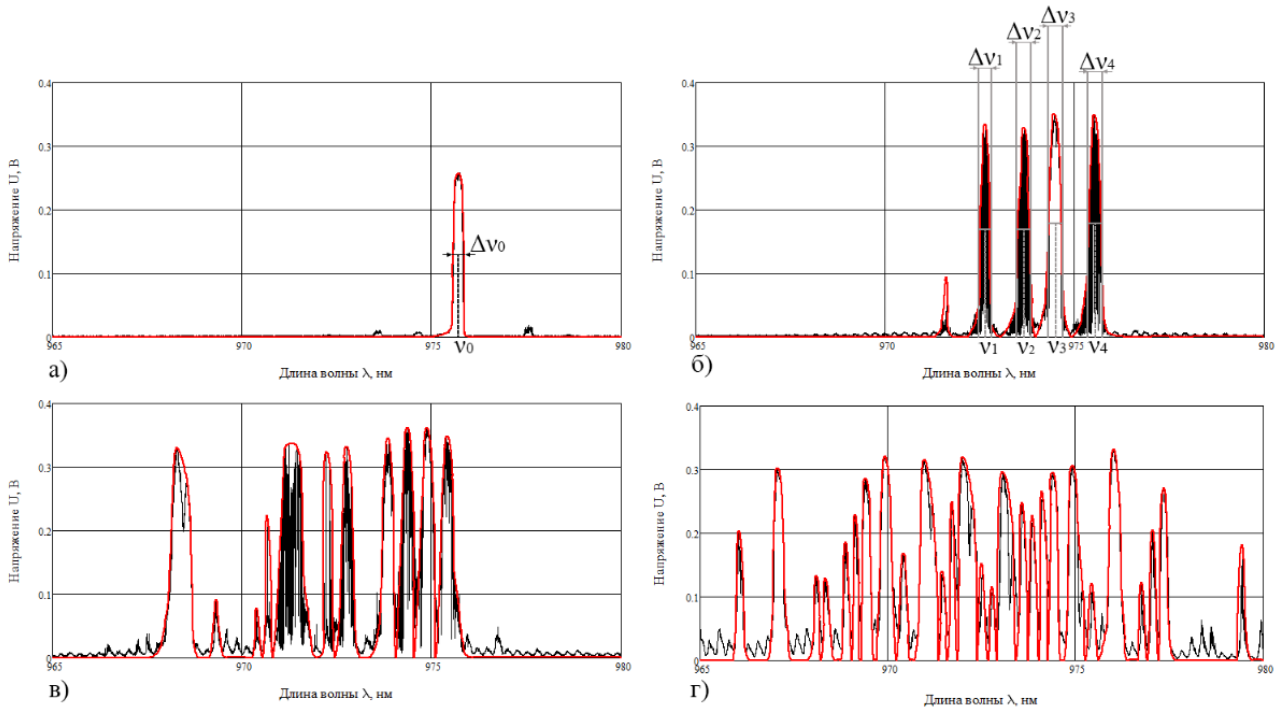


Рис. 1. Спектр излучения ЛД124 при токе накачки: а) 75 мА; б) 90 мА; в) 140 мА; г) 242 мА

Действительно, предлагаемый метод определения качества гетероструктуры ЛД базируется на сравнении в пределах диапазонов частот $\Delta\nu_i$ контура экспериментально измеренных спектральных линий $f_{эксп}(\nu)$ с профилем лоренцевой линии $f_L(\nu)$.

Количественным параметром, определяющим степень отличия функций $f_{эксп}(\nu)$ и $f_L(\nu)$ в пределах i-ой огибающей, служит параметр B_i

$$B_i = \int_{\nu_{1/2}i\,\min}^{\nu_{1/2}i\,\max} \left(\frac{\left| D\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right) - 1 \right|}{\Delta\nu_i} \right) d\nu, \quad (1)$$

где $\nu_{1/2}i\,\max$ и $\nu_{1/2}\,i\,\min$ – частоты, которые определяются из условия

$$\begin{aligned} f_{эксп.i}\left(\nu_{1/2}i\,\min\right) = f_{эксп.i}\left(\nu_{1/2}i\,\max\right) = \\ = f_L\left(\nu_{1/2}i\,\min\right) = f_L\left(\nu_{1/2}i\,\max\right) = 0{,}5 \end{aligned} \quad (2)$$

и

$$D\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right) = \frac{f_{эксп.i}\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)}{f_L\left(\frac{\nu-\nu_{0i}}{\Delta\nu_i}\right)}. \quad (3)$$

Экспериментально установлено, что чем меньше значение параметра B, тем выше качество гетероструктуры ЛД, а значит, тем больше его срок службы [1].

Реализация методики прогнозирования срока службы ЛД, основанной на использовании соотношений (1) – (3), требует высокой воспроизводимости условий измерений спектра излучения лазера. Для обеспечения этих условий разработана схема синхронизации развертки спектра излучения и подачи оцифрованного сигнала с АЦП на вход персонального компьютера (ПК). Управление АЦП National Instruments NI USB-6008 осуществляется посредством симуляции нажатия кнопки в программе SignalExpress для запуска измерений. Микроконтроллер stm32f103c8t6 подключён к ПК по UART порту через пины A9-A10. После подключения микроконтроллера к ПК автоматически тестируется качество их связи. Работа микроконтроллера сводится к включению и выключению монохроматора по команде с ПК. Команда передаётся следующим образом: первый байт является кодом команды, а три последующих – параметрами. Управление монохроматором осуществляется с помощью пинов B3-B5.

Алгоритм подключения микроконтроллера включает в себя проверку на корректность получения команд микроконтроллером, задание времени конвертации с помощью холостого прогона монохроматора и запуск монохроматора с помощью команды с ПК. Точность измерений – 1 мс.

Для дальнейшего улучшения качества измерений спектра излучения ЛД в дополнение к системе синхронизации перед фокусированием лазерного пучка на входную щель монохроматора предлагается использовать оптическую схему коррекции профиля этого пучка (ОС).

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КОРРЕКЦИИ ПРОФИЛЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Спроектированная оптическая система для снятия измерений выглядит следующим образом: лазерный диод, находящийся на скамье, освещает входную щель монохроматора МДР-23, открытую на 0,1 мм. Оптическая ось лазерного модуля повернута на угол, при котором в дальнем поле в горизонтальной плоскости лазерный пучок имеет наименьшую ширину. Между лазерным диодом и входной щелью монохроматора установлена линза, фокусирующая лазерный пучок на входную щель. Расстояние между щелью, линзой и лазером подбирается таким образом, чтобы угол расходимости сфокусированного лазерного пучка был

равен 4,5˚. При таком угле расходимости лазерный пучок будет облучать не менее чем 940 штрихов дифракционной решётки, что положительно отражается на дифракционном контуре монохроматора. Ширина выходной щели монохроматора выбирается равной 5 мкм. При такой ширине выходной щели отношение сигнал/шум был достаточным для анализа измеренного спектра излучения.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРОГРАММ ЛД БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ И С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОС

Спектры излучения ЛД124, измеренные без использования ОС, приведены на рис. 2а. На этом рисунке видно, что положение максимумов интенсивности совпадает при каждом из измерений, а интенсивность излучения на одних и тех же линиях, различна. Спектрограммы ЛД с использованием ОС приведены на рис. 2б. Видно, что при такой схеме измерений в спектре излучения положение максимумов линий совпадает, а различие интенсивности этих линий значительно уменьшается.

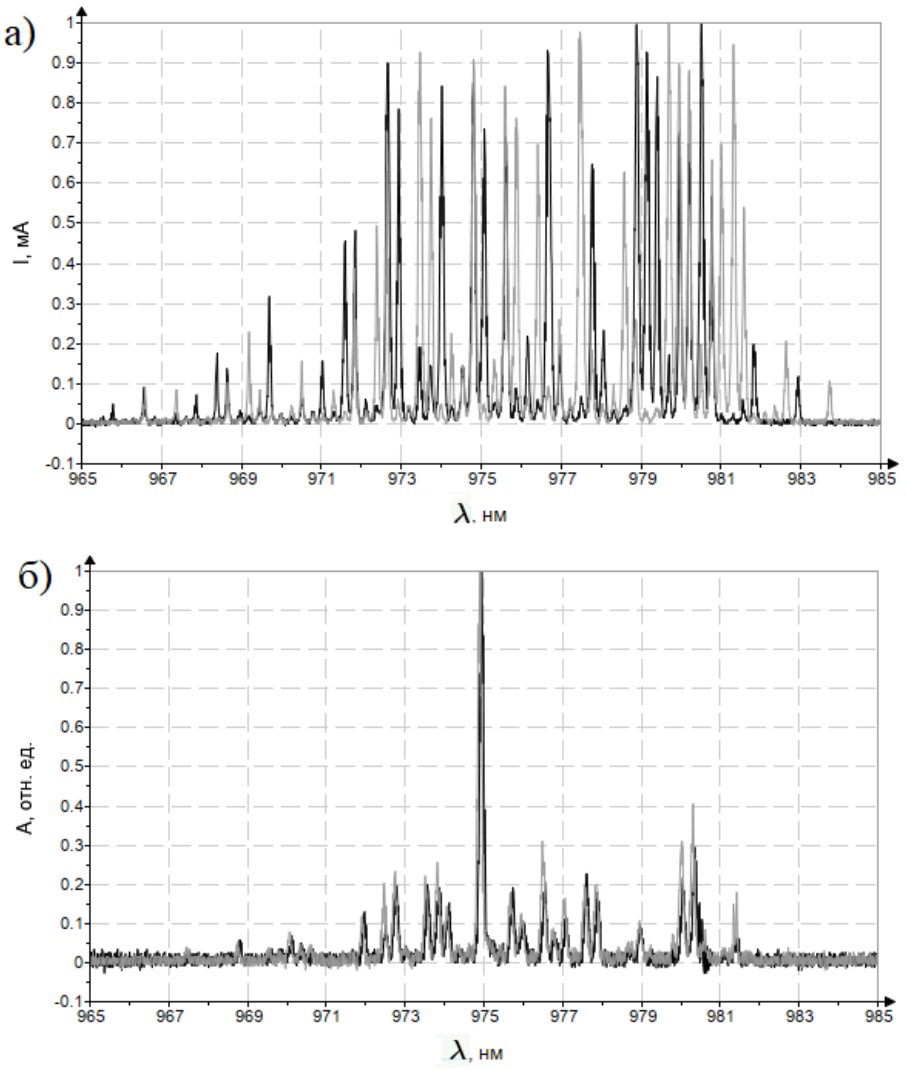


Рис. 2. Спектры излучения ЛД 124, снятые: а) без использования ОС; б) с использованием ОС

Совпадение положения максимумов интенсивности на обоих графиках обеспечивается системой синхронизации развертки спектра излучения и снятия сигнала с АЦП.

Различие максимумов интенсивности при снятии спектрограмм объясняется нестабильностью работы ЛД, которая, впрочем, в измерительной схеме с использованием ОС проявляется в меньшей степени. Таким образом, можно констатировать, что разработанный

ОЭК с использованием ОС обеспечивает высокую точность измерений спектрограмм мощного лазерного диода с генерацией на длине волны 980 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью повышения точности измерений спектра и обеспечения их высокой воспроизводимости разработан ОЭК, в котором использована схема синхронизации включения блока управления скоростью сканирования измеряемого спектра излучения и записи сигнала, формируемого в приемном блоке измерительной установки. Использование предложенной схемы синхронизации обеспечило измерения токовой зависимости спектральной характеристики отдельно взятого лазерного диода в строго фиксированном диапазоне длин волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Тарасов А.Е.** Определение скорости деградации мощного лазерного диода по зависимости спектра излучения от вариаций тока накачки // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2 С. 225-228.
2. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г. [и др.]** Методика определения состояния гетероструктуры мощного ИК диодного лазера по токовой зависимости его спектральной характеристики // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 7. С. 1008-1012.
3. **Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Тарасов А.Е.** Конкретизация срока службы мощного ИК лазерного диода с использованием модели автономного канала генерации // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255-260.
4. **Чео Питер К.** Волоконная оптика. Приборы и системы. Перевод с английского. М.: Энергоатомиздат, 1988. 280 с. ISBN 5283-02440-7.
5. **Адамов А.А., Баранов М.С., Храмов В.Н.** Зависимость спектральных характеристик полупроводниковых и твердотельных лазеров видимого диапазона от температуры активной среды // Научно-технический вестник ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356-362.
6. **Тарасов И.С.** Мощные полупроводниковые лазеры на основе гетероструктур раздельного ограничения// Квантовая электроника. 2010. Т. 40, №. 8. С. 661-681.

Bliznyuk V.V., Semenova O.I., Smirnov A.I., Khlyntsev N.A.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14, E-mail: 4059541@mail.ru

ON THE POSSIBILITY OF USING MASS-PRODUCED LASER DIODES IN OPTICAL MEASURING SYSTEMS

ABSTRACT

A method of rapid assessment of the quality of the heterostructure of a single multimode laser diode (LD) based on the current dependence of its spectral characteristics has been developed. An optical scheme for correcting the laser radiation profile, a system for synchronizing the monochromator control unit and switching on the ADC has been developed. Particular attention is paid to reproducing the initial conditions for measuring the spectrum and power of laser diode radiation.

POWERFUL IR LASER DIODE, CURRENT DEPENDENCE OF THE RADIATION SPECTRUM

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 535.24

Близнюк В.В., Тарасов А.Е., Геодакян М.О., Соловьев О.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: 4059541@mail.ru

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ

АННОТАЦИЯ

Широкое использование ИК светодиодов в оптических измерительных системах обусловлено их высоким КПД. Этот фактор используется, в частности, при разработке активных оптико-электронных систем исследования потоков, когда регулирование теплофизических параметров диагностируемого объема потока обеспечивается мощным излучением ИК светодиода. В данной работе предложена конструкция установки для измерений мощности излучения ИК светодиода с учетом его сильной расходимости. Основными элементами установки являются коллиматор, входная линза которого практически полностью перехватывает поток излучения светодиода и направляет его на телескопическую систему, на выходе которой формируется оптический пучок с малой расходимостью и апертурой, согласованной с входным окном лазерного ваттметра ИМО-4М с планарными термоэлектрическими преобразователями излучения. На основании исследований токовой зависимости мощности излучения отдельно взятого мощного ИК светодиода разработана методика оценки состояния его гетероструктуры и, как следствие, срока службы. Анализ результатов измерений мощности излучения ИК светодиодов позволяет заключить, что они являются перспективными источниками излучения в оптических измерительных системах.

СВЕТОДИОД, ЛАЗЕРНЫЙ ВАТТМЕТР, КОЛЛИМАТОР, МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Благодаря высокому КПД и большому сроку службы светоизлучающие диоды (СИД) широко используются в современной науке и технике. Как высокий КПД, так и большой срок службы СИД достигнуты благодаря прорывным достижениям в технологии производства приборов полупроводниковой квантовой электроники, обеспечившим не только существенное улучшение характеристик и параметров их излучения, но и резкое снижение себестоимости. Однако для эффективного использования СИД в оптико-электронных измерительных системах требуются регулярные измерения мощности и пространственного распределение плотности мощности.

Наиболее точную информацию о состоянии гетероструктуры СИД можно получить, анализируя параметры его излучения в свободное пространство, когда оно не трансформируется никакими оптическими элементами. В повседневной метрологической

практике такие измерения осуществляются с помощью рабочих средств измерений средней мощности оптического излучения.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ

В настоящей работе основное внимание уделяется использованию СИД в активных оптико-электронных измерительных системах диагностики потоков частиц в газообразных средах. Как показано в работе [1], при использовании активных систем регулирование теплофизических параметров диагностируемого объема потока может быть обеспечено управляемым источником теплового потока – излучением мощного ИК лазерного диода.

В контексте перспективы использования СИД при диагностике потоков частиц предложена методика измерений мощности сильно расходящегося излучения ИК светодиода, а также методика определения качества гетероструктуры СИД по зависимости мощности излучения от тока его накачки.

Схематическое изображение экспериментальной установки для измерений средней мощности излучения СИД и ее токовой зависимости представлено на рисунке 1. Основными элементами установки являются коллиматор, практически полностью перехватывающий поток излучения ИК светодиода, на выходе которого формируется оптический пучок с малой расходимостью, и телескопическая система, обеспечивающая согласование апертуры этого пучка с входным окном лазерного ваттметра ИМО-4М с планарными термоэлектрическими преобразователями излучения [2].

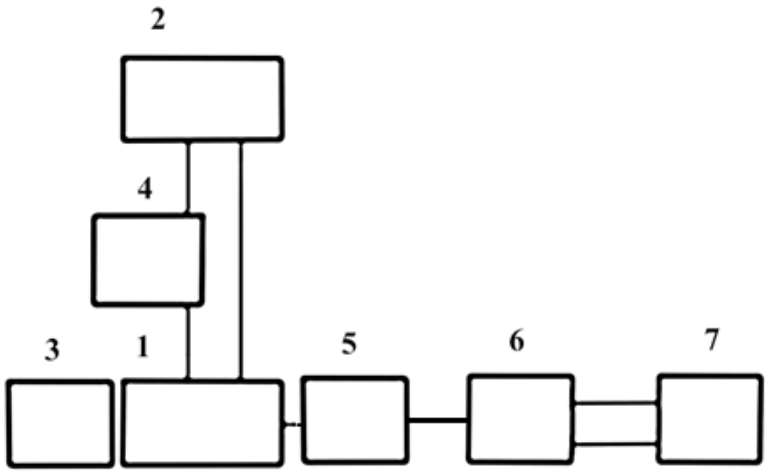


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки для измерения токовой зависимости мощности излучения светоизлучающего диода: 1 – излучатель СИД; 2 – стабилизированный блок питания УБП; 3 – система охлаждения излучателя СИД; 4 – цифровой токовый мультиметр; 5 – коллиматор и телескопическая система; 6 – планарный калориметр; 7 – цифровой вольтметр

На рисунке 2 приведено фотографическое изображение преобразовательного элемента планарного калориметра с квадратным коллектором энергии. При измерениях мощности сильно расходящегося излучения СИД необходимо учитывать ярко выраженную неоднородность плотности мощности излучения в поперечном сечении пучка. Именно по этой причине для измерений мощности излучения с регламентируемой погрешностью возникает необходимость обеспечения равномерной зонной чувствительности планарного калориметра.

Неравномерность зонной чувствительности планарного калориметра с первичным измерительным преобразователем, изображенным на рисунке 2, зависит от линейных размеров коллектора энергии, длины ветвей термопар и распределенных тепловых потерь с поверхности преобразовательного элемента [3]. Экспериментально установлено, что неравномерность зонной характеристики калориметра с квадратным коллектором энергии 14х14 мм, длиной стороны преобразовательного элемента L = 24 мм и параметром

распределенных тепловых потерь α_T =16 Вт/(м^2·К) не превышает 4%. Предварительные расчеты показали, что неравномерность зонной характеристики планарного калориметра может быть уменьшена на 15%, если при сохранении параметров L и α_T коллектор энергии имеет форму круга диаметром 14 мм. Такой эффект обеспечивается как за счет увеличения длины ветвей термопар, так и за счет подобия входного отверстия в корпусе планарного калориметра и коллектора энергии.

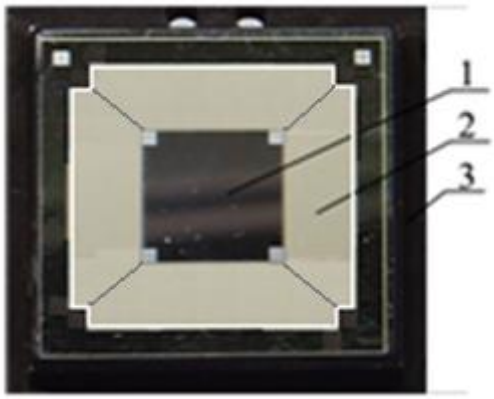


Рис. 2. Фотографическое изображение первичного измерительного преобразователя планарного калориметра с квадратным коллектором энергии и заполненными термопарами углами: 1 – коллектор энергии; 2 – термобатареи; 3 – термостат [2]

Для определения качества гетероструктуры СИД и, как следствие, прогнозирования его срока службы предлагается использовать токовую зависимость мощности его излучения. Ватт-амперная характеристика одного из исследованных в данной работе СИД изображена на рисунке 3. На рисунке видно, что в диапазоне токов накачки от 15 мА до 22 мА наблюдается практически линейная зависимость мощности излучения от прямого тока, протекающего через активный элемент светодиода. Следует заметить, что указанное в паспорте СИДа оптимальное значение прямого тока равно 20 мА.

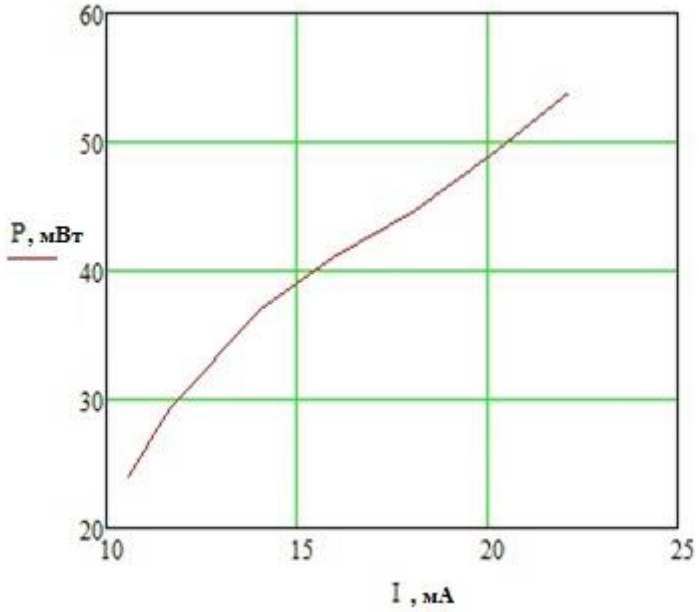


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика СИД

Согласно сведениям, приведенным в [4, 5], срок службы СИД равен нескольким сотням часов. Проведенные нами ускоренные испытания на старение партии СИД с ватт-амперной

характеристикой, имеющей вид, представленный на рисунке 3, позволяют заключить, что их срок службы превышает двести часов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально определены оптимальные условия измерения мощности излучения светоизлучающих диодов, изготовленных в условиях серийного производства. Показано, что при выполнении этих условий влиянием вариации интенсивности излучения в поперечном сечении пучка на точность измерений мощности излучения СИД можно пренебречь. Проведены расчетные исследования зонной характеристики планарного ваттметра с круглым коллектором энергии. Расчеты показали, что неравномерность зонной характеристики лазерного ваттметра с круглым коллектором энергии должна быть меньше на 15%, чем у ваттметра с квадратным коллектором энергии. Это указывает на перспективность использования лазерных ваттметров с круглым (модернизированным) коллектором энергии. На основании исследований токовой зависимости мощности ИК светодиода разработана методика оценки состояния его гетероструктуры и прогнозирования его срока службы. Использование этой методики позволяет заключить, что ИК светодиоды являются перспективными источниками излучения в оптических измерительных системах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лазерные диоды с волоконным выводом [электронный ресурс]** // INSCIENCE – научные решения (сайт). URL: https://in-science.ru/library/article_post/lazernye-diody-s-volokonnym-vyvodom (17.03.2023).
2. **Близнюк В.В., Крайнов И.В.** Модернизация лазерного ваттметра ИМО-4, позволяющая создать на его базе рабочее средство измерений средней мощности лазерного излучения // Глобальный научный потенциал. 2013. № 11 (32). С. 66-68.
3. **Близнюк В.В., Тарасов А.Е., Тинаев А.А.** О возможности использования планарного первичного измерительного преобразователя средней мощности лазерного излучения в широкоапертурных координатно-чувствительных лазерных ваттметрах // Метрология. 2011. № 1. С. 7-17.
4. **Маняхин Ф.И.** Прогнозирование срока службы светодиодов со структурой AlGaN/InGaN/GaN / Ф.И. Маняхин // Фундаментальные и прикладные исследования. Физико-математические науки. 2016. С.122-127.
5. **Шуберт Ф.Е.** Светодиоды. Перевод с английского под редакцией А.Э. Юновича. Москва: Физматлит, 2-е издание. 2019. 496 с.
6. **Мурашова А.В. и др.** Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 835 нм на основе различных типов лазерных гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. №. 7. С. 882-887.
7. **Бугров В.Е., Виноградова К.А.** Оптоэлектроника светодиодов. Учебное пособие. Санкт-Петербург. 2013. 2. В.Е. Бугров, К.А. Виноградова. Оптоэлектроника светодиодов. Учебное пособие. СПб: НИУ ИТМО, 2013. 174 с.
8. **Xinsu Zhang, Yujuan Chen, Linyuan Lian, Zizhen Zhang, Yixuan Liu, Li Song, Chong Geng, Jianbing Zhang, Shu Xu** // Stability enhancement of PbS quantum dots by site-selective surface passivation for near-infrared LED application // Tsinghua University Press and Springer-Verlag GmbH Germany, part of Springer Nature of “Nano Research” article. 2021.
9. **Wang C.H., Ke C.C., Lee C.Y., Chang S.P., Chang W.T., Li J.C., Li Z.Y., Yang H.C., Kuo H.C., Lu T.C., Wang S.C.** «Hole injection and efficiency droop improvement in InGaN/GaN lightemitting diodes by band-engineered electron blocking layer» Applied Physics Letters. 97. 2018. 261103.

10. **Близнюк В.В. и др.** Измерения характеристик излучения мощных лазерных диодов для анализа их деградационных свойств // Ученые записки физического факультета. 2016, №5. С. 1653031-1653032.

Bliznyuk VV, Tarasov AE, Geodakyan MO, Solovyov OA

National Research University "MEI", Russia, 111250, Moscow, Krasnozazarynaya Str., 14, E-Mail: 4059541@mail.ru

PROSPECTS FOR THE USE OF LIGHT-EMITTING DIODES IN THE DIAGNOSIS OF PARTICLE FLOWS

ANNOTATION

The expansion of the IR LEDs in optical measuring systems is due to their high efficiency. This factor is used, in particular, in the development of active optic-electronic systems for studying flows, when the thermophysical parameters of the diagnosed flow volume are controlled by powerful IR LED radiation. In this paper, we propose the design of a setup for measuring the radiation power of an IR LED, taking into account its strong divergence. The main elements of the installation are a collimator, the input lens of which is almost completely intercepted by the radiation flux of the LED and directs it to the telescopic system, at the outlet of which the optical beam is made for a small divergence and aperture agreed with the input window of the laser wattmeter IMO-4M with the planar thermoelectric radiation converters. Based on the studies of the current dependence of a separately powerful IR LED, a methodology for assessing the state of its heterostructure and, as a result, the service life. Analysis of the results of measurements of radiation power of IR LEDs allows us to conclude that they are promising sources of radiation in optical measuring systems.

LED, LASER WATTMETER, COLLIMATOR, RADIATION POWER

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 53.082.53

Печинская О.В., Яновский И.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru

ИЗМЕРЕНИЕ РАБОЧЕГО ОТРЕЗКА КАМЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ТРИАНГУЛЯЦИОННОГО ДАТЧИКА

АННОТАЦИЯ

При изготовлении оптико-электронных модулей на этапе сопряжения объектива и фотоприемного устройства требуется обеспечить сопряжение плоскости матрицы приемника и плоскости изображения объектива с высокой точностью. Традиционным способом совмещения данных плоскостей является использование подрезных колец. Для расчета толщины подрезного кольца необходимо обладать информацией о величине рабочих отрезков объектива и камеры. Особенно важно обеспечить точные измерения в системах, где отсутствует фокусировочная подвижка. Измерение фактического рабочего отрезка камеры бывает затруднено в тех случаях, когда на сборку поступает готовое фотоприемное устройство с установленным защитным стеклом. В охлаждаемых приемниках, когда матрица находится в вакуумированном объеме, демонтаж защитного стекла и измерение рабочего отрезка контактным способом становится тем более невозможным. Следует также учесть тот факт, что результаты контактных измерений в процессе сборки фотоприёмного устройства и фактическое значение рабочего отрезка камеры будут отличаться, так как при охлаждении вакуумированного объема размеры корпусных деталей, в том числе, посадочного фланца, могут значительно измениться.

В работе описана методика измерения рабочего отрезка камеры, а также угла наклона матрицы относительно плоскости посадочного фланца камеры в двух плоскостях, с помощью лазерного триангуляционного датчика. Представленный метод также позволяет проводить измерения рабочего отрезка охлаждаемых камер в штатном режиме работы.

ЛАЗЕРНАЯ ТРИАНГУЛЯЦИЯ, РАБОЧИЙ ОТРЕЗОК КАМЕРЫ, БЕСКОНТАКТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

При изготовлении оптико-электронных модулей на этапе сопряжения объектива и фотоприемного устройства требуется обеспечить сопряжение плоскости матрицы приемника и плоскости изображения объектива с высокой точностью. Традиционно совмещение плоскости изображения объектива с плоскостью матрицы обеспечивается установкой подрезного кольца. Объектив устанавливают в фотокамеру так, чтобы его задняя фокальная плоскость совпадала с плоскостью светочувствительного слоя пленки с погрешностью не более 0,01-0,02 мм (в зависимости от фокусного расстояния объектива) [1]. Методики измерения рабочего отрезка объектива и камеры схожи, один из способов предполагает

последовательную фокусировку микроскопа на поверхности фланца и изображения тест-объекта [2, 3], или матрицы, если требуется измерить рабочий отрезок камеры. При этом микроскоп должен быть установлен трехкоординатном устройстве, к которому предъявляются следующие требования: перемещение вдоль и поперек оптической оси с погрешностью не более ±0,01 мм [3]. Данный способ имеет ряд ограничений, например, по быстродействию и количеству измерений, в том случае, если наведение осуществляется оператором. Точность фокусировки микроскопа ограничена глубиной резкости применяемого микрообъектива, которая составляет сотые доли мм для стандартных микрообъективов, что сопоставимо с погрешностью перемещения микроскопа. Однако, ключевым недостатком является ограниченный диапазон измерений. Это связано с малым рабочим отрезком микрообъективов. При условии, что матрица фотоприемного устройства может быть расположена на расстоянии 5-10 мм от защитного стекла, рабочего отрезка объектива может не хватить.

Лидер в области оптической метрологии – немецкая компания TriOptics – предлагает готовые измерительные системы (лаборатории) настройки, сборки и тестирования модулей камер ProCam® [4], ориентированные на различные уровни разработки и производства: от прототипирования до массового производства. Например, система, ProCam® Align Smart, предназначенная для малых объемов производства, обеспечивает не только измерение положения матрицы относительно объектива, но и центрировку по 6 координатам в процессе сборки с точностями не хуже ±2 мкм при поступательном движении и ±3,5 мрад при вращении модуля (при измерении относительно механической базы) [5]. При всех своих достоинствах, оборудование TriOptics весьма дорогостоящее. Кроме того, покупка его в условиях санкций сильно затруднена или вовсе невозможна.

Таким образом, разработка бесконтактного способа, позволяющего измерять профиль поверхности быстро, точно и в большом диапазоне перепадов высот представляется актуальной задачей.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАБОЧЕГО ОТРЕЗКА КАМЕРЫ ЛАЗЕРНЫМ ТРИАНГУЛЯЦИОННЫМ ДАТЧИКОМ

Испытуемый блок размещается на плоском основании, в данном случае, гранитной поверочной плите. Над плитой установлена рама с двумя взаимно перпендикулярными направляющими. Рама и плита выставлены предварительно в горизонт. По направляющим с помощью шаговых двигателей перемещается платформа, на которой установлен лазерный триангуляционный датчик *LS*5-40/50-485-2-(12-24)-A (см. рис. 1). Диапазон перемещения датчика ограничен габаритами рамы, в пределах которых диапазон, шаг и скорость перемещения датчика устанавливаются программно. Датчик и двигатели через одноплатный компьютер соединены с ПК, откуда осуществляется управление перемещением и сбор измерительной информации.

Табл. 1. Технические характеристики датчика *LS*5-40/50-485-2-(12-24)-A

Характеристика	**Значение**
минимальное расстояние до объекта измерений, мм	40
диапазон измеряемых расстояний, мм	50
предел погрешности, мм	± 0,075*
дискретность, мм	0,001
длина волны, нм	635

* – погрешность определяется в долях от диапазона, для датчиков с диапазоном менее 10 мм предел погрешности составляет ±0,015 мм [6].

Пространственная дискретизация области измерений может быть достаточно высока, однако это сильно замедляет процесс измерений. Так, при обследовании квадрата 100×100

точек и времени выполнения одного измерения 1 с, общее время измерений составит 2 часа 47 минут. Время выполнения одного измерения складывается из времени установки датчика в новую измерительную позицию и время непосредственно измерения дальности, в процессе которого происходит усреднение сигнала. Соответственно, сокращая время измерения, можно снизить точность измерений за счет уменьшения числа регистрируемых значений за одно измерение.

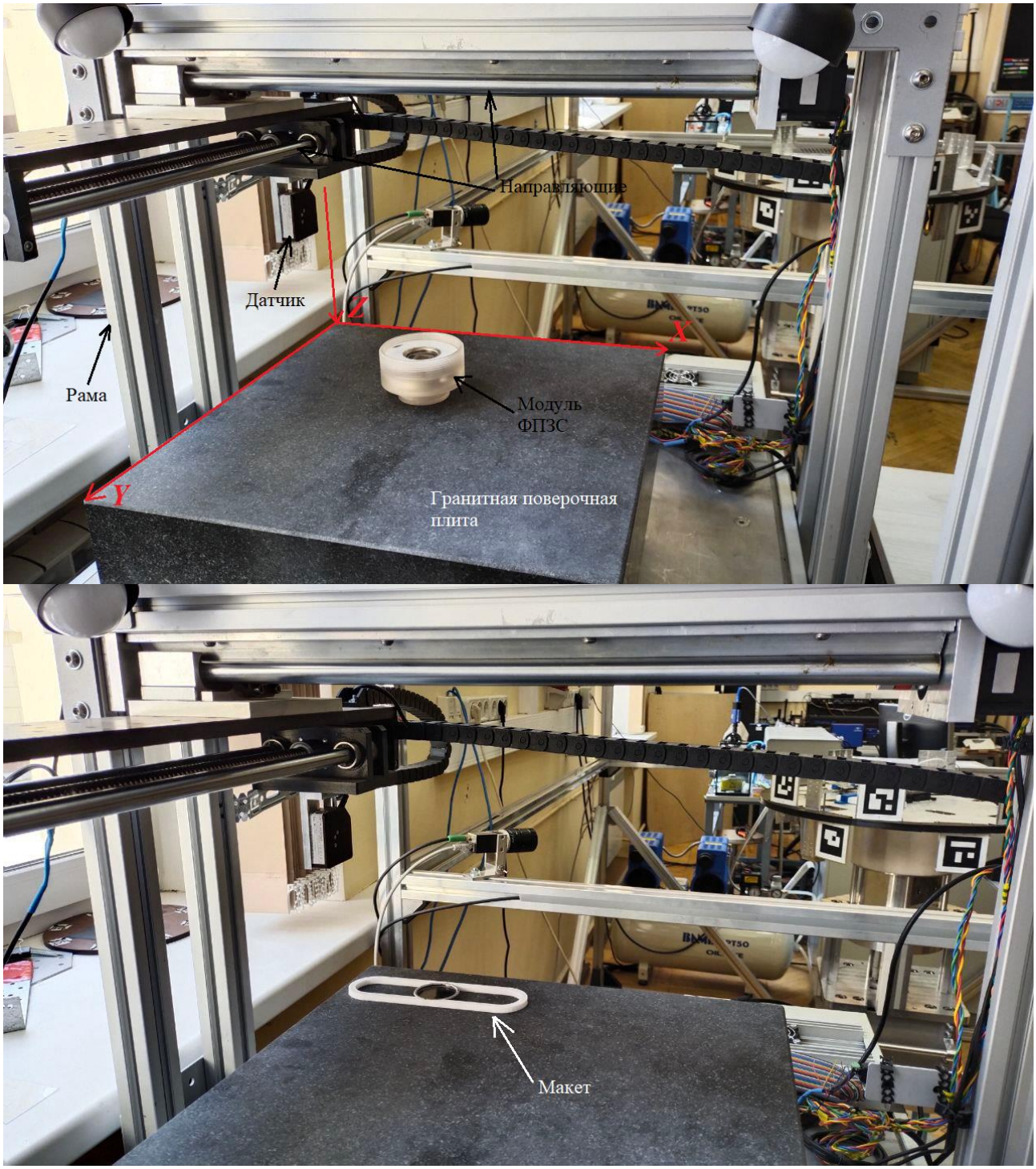


Рис. 1. Фотографии экспериментальной установки

Сканирование поверхности модуля с помощью лазерного триангуляционного датчика дает множество точек M_i с координатами (x_i, y_i, z_i), по которым можно построить трехмерное распределение профиля поверхности, а также получить уравнение поверхности фланца и матрицы. Уравнения поверхности фланца и матрицы могут быть получены в предположении,

что поверхности плоские, и записаны в виде уравнения плоскости, проходящей через три точки, или общего уравнения плоскости. Избыточное количество точек, полученных при сканировании профиля поверхности, позволяет усреднить результаты измерений и повысить их точность.

Пусть плоскость фланца задана уравнением

$$\begin{vmatrix} x - x_{f0} & y - y_{f0} & z - z_{f0} \\ x_{f1} - x_{f0} & y_{f1} - y_{f0} & z_{f1} - z_{f0} \\ x_{f2} - x_{f0} & y_{f2} - y_{f0} & z_{f2} - z_{f0} \end{vmatrix} = 0, \quad (1.1)$$

а плоскость матрицы:

$$\begin{vmatrix} x - x_{m0} & y - y_{m0} & z - z_{m0} \\ x_{m1} - x_{m0} & y_{m1} - y_{m0} & z_{m1} - z_{m0} \\ x_{m2} - x_{m0} & y_{m2} - y_{m0} & z_{m2} - z_{m0} \end{vmatrix} = 0. \quad (1.2)$$

Выразив в виде общего уравнения плоскости (1.1) и (1.2), получим выражения

$$A_f x + B_f y + C_f z + D_f = 0,$$

$$A_m x + B_m y + C_m z + D_m = 0, \quad (2)$$

соответственно. Зная уравнение плоскости, в которой лежит фланец, и плоскости матрицы, можно определить расстояние между плоскостями вдоль оптической оси системы, а также углы наклона и поворота относительно осей системы координат XYZ. Затем определяется взаимное положение плоскостей [7]. Например, координаты векторов, нормальных к плоскостям, $\mathbf{n}_f(A_f, B_f, C_f)$ и $\mathbf{n}_m(A_m, B_m, C_m)$, известны из (2), а угол между плоскостями определяется по формуле

$$\cos\theta = \cos(\mathbf{n}_f \wedge \mathbf{n}_m) = \frac{(\mathbf{n}_f \cdot \mathbf{n}_m)}{|\mathbf{n}_f| \cdot |\mathbf{n}_m|}.$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Отработка на макете

Прежде чем приступить к измерениям рабочего отрезка камеры с несъемным стеклом, были проведены тестовые измерения на макете, который состоит из кремниевой пластинки, имитирующей матрицу, и плоскопараллельной пластинки круглого сечения, имитирующей защитное стекло фотоприемного устройства (рис. 2). Защитное стекло устанавливалось в ложементе, при этом зазор между поверхностью кремниевой пластинки и внутренней поверхности стекла составляет 0,5 мм.

Разборная конструкция макета позволяет точно измерить толщину стекла и определить, какие именно расстояния отображает лазерный триангуляционный датчик при измерении дальности через стекло. При толщине стекла 2,52 мм разность показаний датчика при измерении расстояния до пластинки без стекла и со стеклом составила 0,935±0,005 мм. Поправка, обусловленная смещением луча вдоль оптической оси при прохождении плоскопараллельной пластинки для большого диапазона углов, вплоть до 40°, постоянна и определяется соотношением [8]

$$\Delta S' = \frac{n-1}{n} d.$$

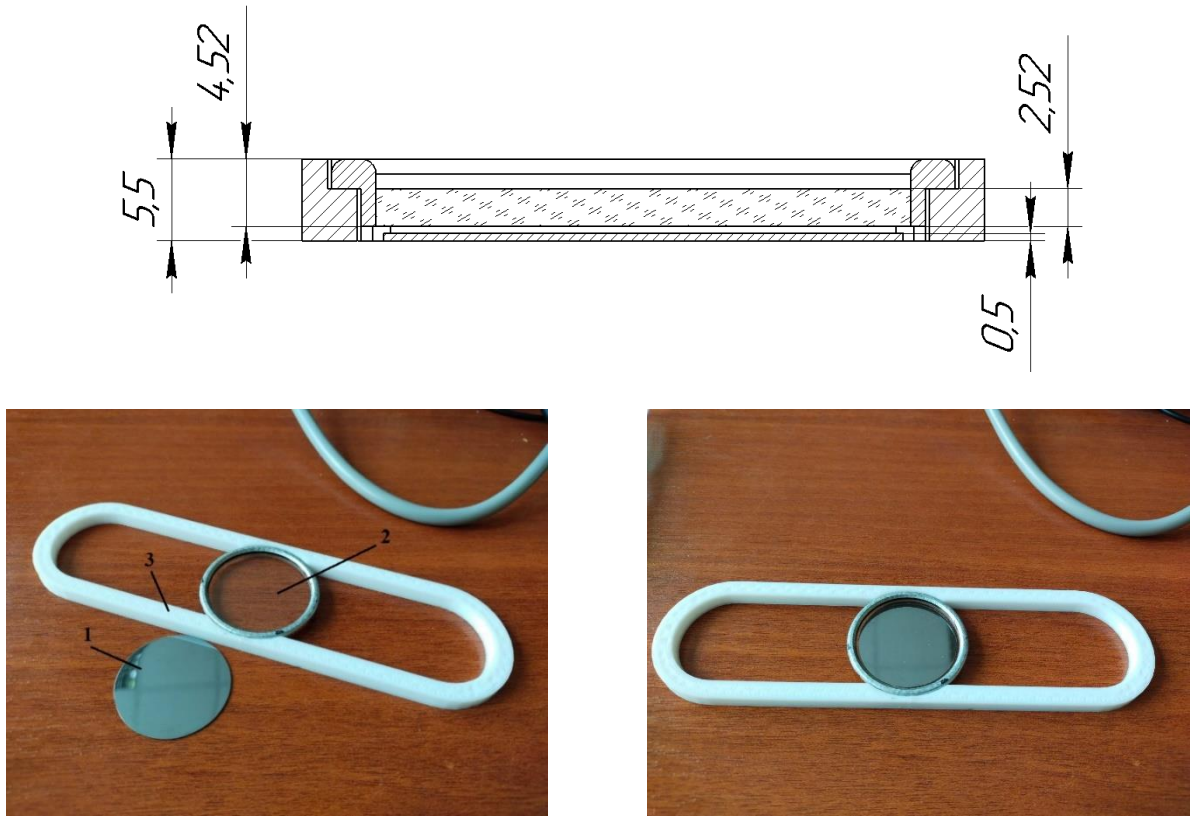


Рис. 2. Чертеж и фотография макета: 1 – кремниевая пластинка; 2 – прозрачное стекло; 3 – ложемент

Зная толщину стекла и смещение, можно определить показатель преломления стеклянной пластинки на длине волны датчика

$$n = \frac{d}{d - \Delta S'} = 1{,}59 \pm 0{,}05,$$

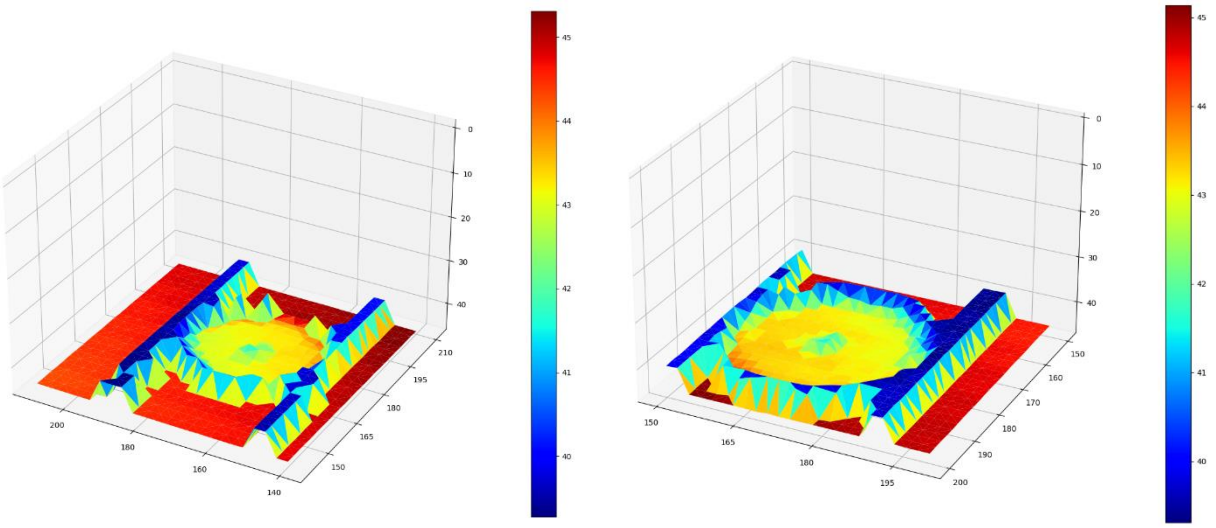
что вполне соответствует ожидаемому значению показателя преломления защитного стекла.

Пример зарегистрированного профиля поверхности макета показан на рис. 3. На изображениях видны дефекты, обусловленные малыми размерами элементов конструкции по сравнению с шагом измерений. Металлическая оправа защитного стекла изображается как ломаная тонкая граница, а поверхность ложемента сегментируется. Шаг измерений по осям X, Y составил 2 мм. Уменьшив шаг, можно получить более плавные переходы на границах деталей, однако, это приведет к возрастанию времени измерений. На приведенных 3D-профилях в центре визуализируется неоднородность. С большой долей вероятности визуализирована неровность поверхности кремниевой пластинки, хотя нельзя исключать наличие оптической неоднородности в защитной плоскопараллельной стеклянной пластинке. Данное утверждение требует дополнительной проверки.

Измеренное расстояние между поверхностью пластинки и поверхностью ложемента составило 4,2±0,4 мм, что соответствует геометрии макета с учетом поправки на измерение через толщу стекла: $L = L_{\text{изм}} + \Delta S' = 4{,}2 + 0{,}935 = 5{,}135$ мм. Реальное расстояние между поверхностью пластинки и поверхностью ложемента составляет 5 мм (рис. 2).

Измерение параметров модуля ФПЗС

Следующим этапом стало проведение измерений на модуле ФПЗС, матрица которого расположена в вакуумированном объеме. На рис. 4 слева показан внешний вид модуля, а также профиль поверхности, измеренный с помощью лазерного триангуляционного датчика.



а) б)

Рис. 3. 3D-профиль поверхности макета: область измерений 70х70 мм (а); область измерений 50х50 мм (б)

На полученных распределениях видно, что плоскость фланца наклонена относительно плоскости, в которой перемещается датчик. В центре распределения четко просматривается квадратный контур матрицы. Расстояние между плоскостями по центру матрицы (вдоль оптической оси) 5,79±0,075 мм, углы наклона матрицы относительно горизонта – $\theta_x = 4{,}86°$, $\theta_y = 5{,}82°$.

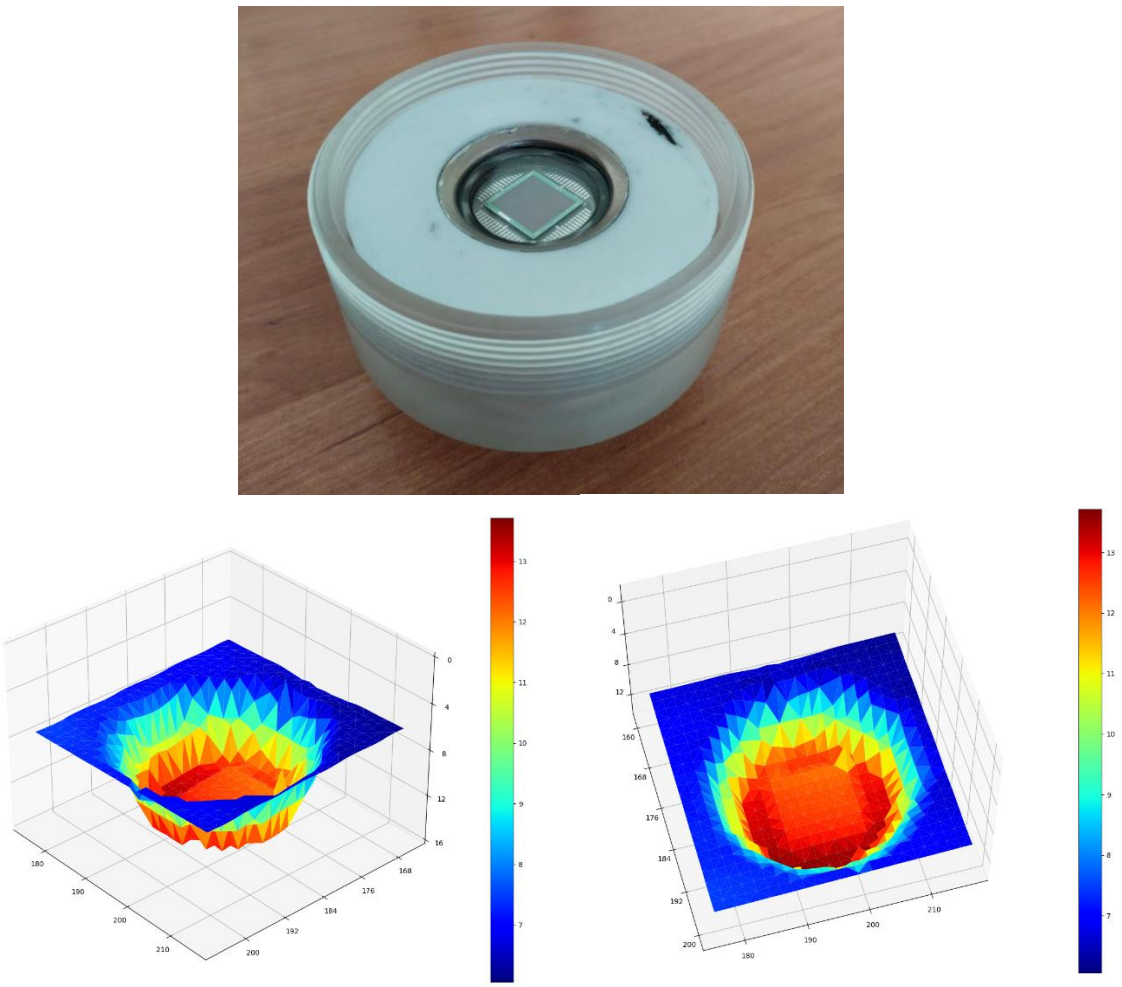


Рис. 4. Фотография (сверху) и 3D-профиль (снизу) модуля ФПЗС

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана методика получения 3D-профиля поверхности и определения по полученным данным взаимной ориентации матрицы и посадочного фланца камеры. Показано, что лазерный триангуляционный датчик положения позволяет проводить измерения дальности до отражающего объекта через стекло с поправкой, обусловленной разностью хода в стекле.

Достоинства измерительной системы с лазерным триангуляционным датчиком:

- больший диапазон измерений, по сравнению со стандартным способом с микроскопом;
- высокая плотность измерений;
- возможность автоматизации измерительной системы;
- возможность проведения измерений на разных длинах волн (зависит от исполнения датчика);
- возможность повысить точность измерений, заменив датчик на более точный.

К недостаткам можно отнести низкую производительность, если требуется высокая плотность измерений; чувствительность датчика к дефектам защитного стекла (царапины, пылинки и т.п.), а также появление сбойных измерений при попадании пятна лазерного триангуляционного датчика на границы корпусных деталей, металлических контактов и прочее.

По итогам проделанной работы можно обозначить дальнейшие направления исследования: оценка точности измерений в зависимости от числа обрабатываемых точек (от пространственного разрешения, определяемого отношением размера элемента детали и шага измерений); оценка точности измерений в зависимости от скорости перемещения датчика и регистрации информации; проверка возможности проведения динамических измерений – регистрация смещения матрицы относительно плоскости фланца при охлаждении приемника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Козерук А.С.** Сборка и юстировка оптических приборов: конспект лекций для студентов специальности «Оптико-электронные и лазерные приборы и системы» / А.С. Козерук. Минск: БНТУ, 2015. 96 с.
2. **ГОСТ 13096-82** Объективы. Методы измерения рабочего и заднего отрезков: Государственный стандарт Союза ССР : дата введения 1984-01-01 / Государственный комитет по стандартам СССР. – Изд. официальное. – Москва : Издательство стандартов, 1987. – 11 с.
3. **ГОСТ Р 38366-2019** Оптика и фотоника. Объективы для оптико-электронных систем. Методы испытаний: Национальный стандарт Российской Федерации : дата введения 2019-09-27 / Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии. – Изд. официальное. – Москва : Стандартинформ, 2019. 28 с.
4. **TriOptics**: официальный сайт. URL: https://trioptics.com/products/procam-camera-modules-active-alignment-and-testing/ (дата обращения: 06.05.2023 г.).
5. Буклет ProCam® Align Smart URL: https://trioptics.com/wp-content/uploads/2021/03/ProCam%C2%AE-Align-Smart-Flyer-Web.pdf (дата обращения: 06.05.2023 г.).
6. **Научно-производственное** предприятие «Призма»: официальный сайт. URL: https://prizmasensors.ru/ (дата обращения: 06.05.2023 г.).
7. **Ильин В.А., Позняк Э.Г.** Аналитическая геометрия: Учеб. для вузов. М.: Физматлит, 2004. 244 с.
8. **Заказнов Н. П., Кирюшин С. И., Кузичев В. И.** Теория оптических систем / 4-е изд. Санкт-Петербург: Лань, 2022. 448 с.

Pechinskaya O.V., Yanovsky I.V.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru

CAMERA WORK DISTANCE MEASUREMENT USING A LASER TRIANGULATION POSITION SENSOR

ABSTRACT

In the manufacture of cameras is required to coupling the lens and the matrix with high accuracy. Usually, the lens image plane and sensor are coupled using special ring – the spacer. For the spacer thickness computing the lens back working distance and camera working distance should be known with high accuracy. It is especially important to ensure that if the lens has not a focusing corrector. Measuring the actual camera working distance may be difficult in cases where a protective glass is already mounted. For cooled detectors, when the matrix is in a vacuum volume, removing the protective glass and measuring the working distance by contact method becomes impossible. It should be taken into account the fact that the contact measurement results during the camera assembly and the camera working distance actual value will differ, since the dimensions of the housing elements, including the mounting flange, can change significantly when the evacuated volume is cooled.

This paper describes a technique for measuring camera working distance and the matrix inclination angle relative to the camera mounting flange by laser triangulation sensor. The presented method also makes it possible to measure the cooled cameras working distance at the regular operation mode.

LASER TRIANGULATION, CAMERA WORKING DISTANCE, CONTACTLESS MEASUREMENTS

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.7.064.453

Бережной П.А. [2], Шибалов М.В. [2], Неклюдова П.А. [2], Ануфриев Ю.В. [1,2], Тархов М.А. [1,2]

[1] Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: tmafuz@mail.ru,
[2] Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, Россия,
119991, Москва, Ленинский проспект, 32А, E-mail: BerezhnoyPA@mpei.ru

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХПОЛОСНОГО БРЭГГОВСКОГО ЗЕРКАЛА

АННОТАЦИЯ

В данной работе был произведен расчет нескольких вариантов структур распределенного брэгговского отражателя (РБО), имеющего две полосы отражения с центральными длинами волн – 1064 нм и 1550 нм. Ширина обеих полос составляла 200 нм. Расчет количества слоев среды и спектров отражения произведен с помощью программного продукта для физического моделирования «Comsol Multiphysics», позволяющем моделировать распространение электромагнитных волн с помощью технологии трассировки лучей. На основе расчета был выбран наиболее предпочтительный вариант с точки зрения технической реализации и спектра отражения зеркала. В дальнейшем было изготовлено диэлектрическое зеркало методом PECVD (Plasma-enhanced chemical vapor deposition). В качестве материалов с высоким и низким показателями преломления были выбраны нитрид кремния и диоксид кремния, соответственно. После успешного изготовления зеркала были получены качественное изображение поперечного сечения зеркала при помощи методики FIB (Focused Ion Beam) и химический состав зеркала при помощи анализа EDAX (Energy Dispersive X-ray analysis). Завершающим этапом было измерение спектра отражения изготовленного зеркала на разработанной оптической установке на основе рефлектометра.

РАСПЕРЕДЕЛЕННЫЙ БРЭГГОВСКИЙ ОТРАЖАТЕЛЬ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ЗЕРКАЛО, ЦЕНТРАЛЬНАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ

ВВЕДЕНИЕ

Распределенный брэгговский отражатель (РБО) или же диэлектрическое зеркало – отражатель, который находит широкое применение в оптической технике. Такое зеркало выделяется на фоне обычных металлических зеркал за счет возможности изменять величину коэффициента отражения в широких диапазонах и низких потерь на инфракрасных и оптических частотах [1]. Структура зеркала представляет собой периодические тонкие слои чередующихся материалов с высокими и низкими показателями преломления. Каждая граница между слоями вызывает частичное отражение волны, а при оптической толщине слоев в четыре раза меньше длины волны отраженные волны конструктивно интерферируют, что делает такой набор чередующихся слоев высокоэффективным отражателем.

Настоящая работа посвящена разработке диэлектрического зеркала, имеющего две полосы отражения с центральными длинами волн – 1064 нм и 1550 нм. В качестве метода

напыления использовалось химическое осаждение из паровой фазы, усиленного плазмой (PECVD). Подобные многослойные структуры для работы в ультрафиолетовой диапазоне (310 нм – 370 нм) были получены авторами в [2].

Разработанное диэлектрическое зеркало в дальнейшем будет использоваться в схеме однофотонного детектора для возможности повторного прохождения фотонов через детектор. Для такой схемы допустимы коэффициенты отражения диэлектрического зеркала в районе 90% в области центральных длин волн.

РАСЧЕТ КОЛИЧЕСТВА СЛОЕВ И СПЕКТРА ОТРАЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Модель состоит из кремниевой подложки с показателем преломления $n_s = 3{,}55$, внешней среды $n_\alpha = 1$ и чередующихся слоев материалов с высоким и низким показателями преломления. Слои с большим показателем преломления выполнены из нитрида кремния $n_H = 1{,}98$, а с меньшим – из диоксида кремния $n_L = 1{,}45$. Количество пар слоев характеризуется параметром *N*. В данный структуре первый и последний слои выполнены из материала с высоким показателем преломления. Простейший пример структуры зеркала с параметром $N = 2$ представлен на рис. 1.

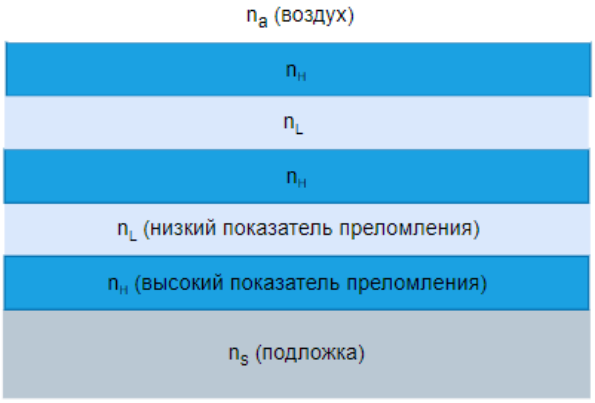


Рис. 1. Структура зеркала с двумя парами слоев

Толщины слоев для такого зеркала рассчитываются исходя из следующей формулы [3]

$$n_H t_H = n_L t_L = \lambda_0/4, \quad (1)$$

где t_H и t_L – толщины слоев для высокого и низкого показателей преломления соответственно.

Так, для длины волны 1064 нм толщины слоев должны быть $t_H \approx 134$ нм и $t_L \approx 183$ нм, а для 1550 нм – $t_H \approx 196$ нм и $t_L \approx 267$ нм.

Основными параметрами диэлектрического зеркала являются коэффициент отражения *R* и диапазон длин волн, в котором оно эффективно. Коэффициент отражения определяется следующим выражением

$$R = \left(\frac{1-\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} \frac{n_H^2}{n_\alpha n_s}}{1+\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N} \frac{n_H^2}{n_\alpha n_s}} \right)^2, \quad (2)$$

где *N* – количество пар слоев;

$n_{H,L,\alpha,s}$ – показатели преломления.

Ширина $\Delta\lambda$ фотонной полосы задерживания определяется выражением

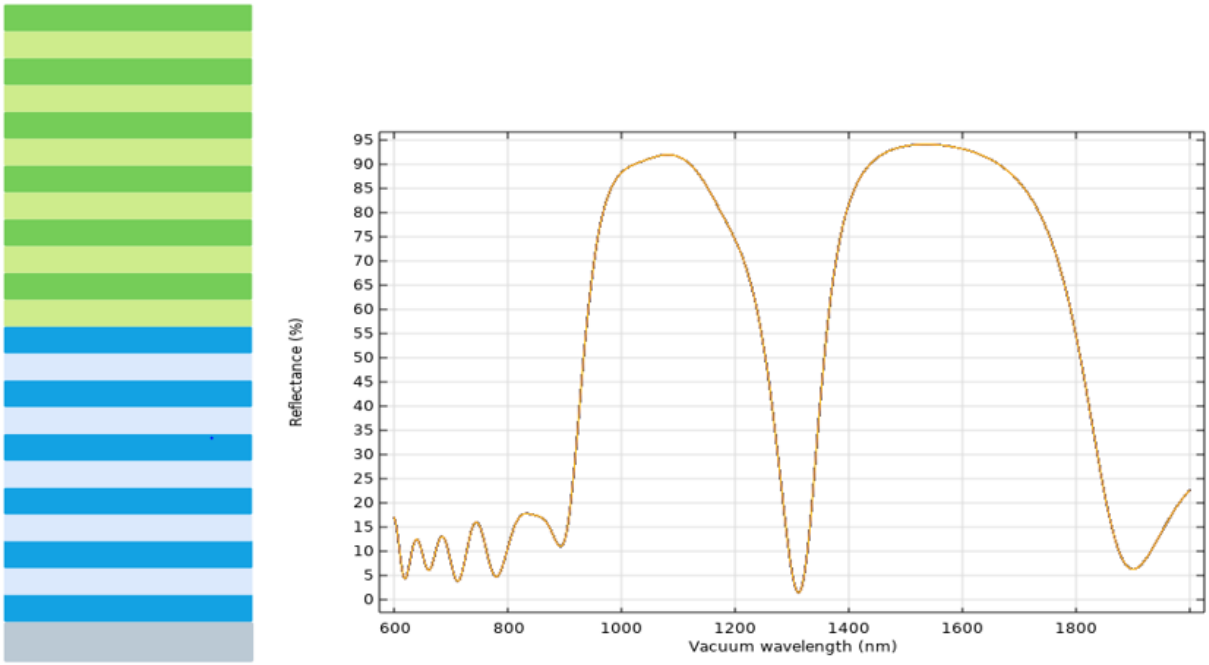
$$\Delta\lambda_0 = \frac{4\lambda_0}{\pi}\arcsin\left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L}\right), \quad (3)$$

где λ_0 – центральная длина волны полосы.

Стоит отметить, что изменение значения разности коэффициентов преломления материалов ведет к изменению значения коэффициента отражения и значения ширины фотонной полосы задерживания, а изменение количества пар слоев зеркала влияет лишь на значение коэффициента отражения.

Расчет количества слоев и спектра отражения структуры производился с помощью программного продукта для физического моделирования «Comsol Multiphysics», позволяющий моделировать распространение электромагнитных волн с помощью технологии трассировки лучей. Были рассмотрены различные варианты реализации структуры двухполосного зеркала – структура с двумя последовательными зеркалами, структура с чередованием пар слоев для различных длин волн и структура с чередованием пар слоев группами.

В ходе расчета выяснилось, что структура с двумя последовательными зеркалами оказалась наиболее предпочтительной с точки зрения технической реализации и спектра отражения зеркала. Итоговым вариантом была выбрана структура, состоящая из 23 слоев – зеркала из 11 слоев для длины волны 1064 нм и 12 слоев для 1550 нм (рис. 2а). Коэффициенты отражения в области центральной длины волны составили 91,57 % для длины волны 1064 нм и 93,95 % для 1550 нм (рис. 2б).



а) б)

Рис. 2. Итоговый вариант структуры зеркала (а) и его спектр отражения (б)

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ПАРОВОЙ ФАЗЫ, УСИЛЕННОГО ПЛАЗМОЙ

Метод PECVD представляет собой разновидность химического осаждения из паровой фазы. Его главное отличие заключается в том, что для осаждения диоксида кремния и нитрида кремния, которые активно применяются в нано- и микротехнологических устройствах и системах, используется плазма. Это позволяет проводить процесс осаждения тонких плёнок

при гораздо более низких температурах, поскольку плазма обеспечивает энергию вместо использования тепловой энергии [4].

На рис. 3 представлена схема PECVD-системы. Внутри камеры есть нагреваемый столик, на которую размещается подложка. В верхней части камеры имеется вход для подачи реакционного газа (прекурсора). Он образует плазму, которая вступает в химическую реакцию на поверхности подложки для осаждения тонкой пленки. Высокочастотное напряжение подается на электрод в верхней части камеры, что обеспечивает мощность, необходимую для создания плазмы и осаждения пленки. В нижней части камеры располагается вывод для побочного продукта, образованного в результате процесса осаждения. Изготовление зеркала проводилось на установке PlasmalabSystem 100, представленной на рис. 4.

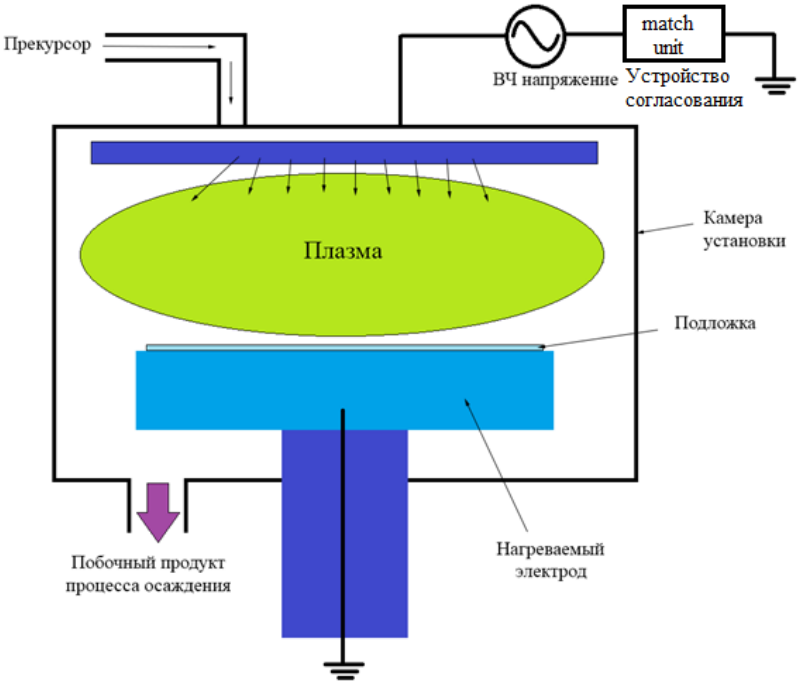


Рис. 3. Схематичное изображение PECVD-системы

Для изготовления слоев оксида кремния были использованы тетраэтилортосиликат (TEOS) $(C_2H_5O)_4Si$ и кислород O_2 в качестве прекурсоров, а для нитрида кремния – моносилан SiH_4, аммиак NH_3 и азот N_2. Преимущества данных прекурсоров рассмотрено авторами в статье [5]. Параметры технологического процесса вынесены в табл. 1.

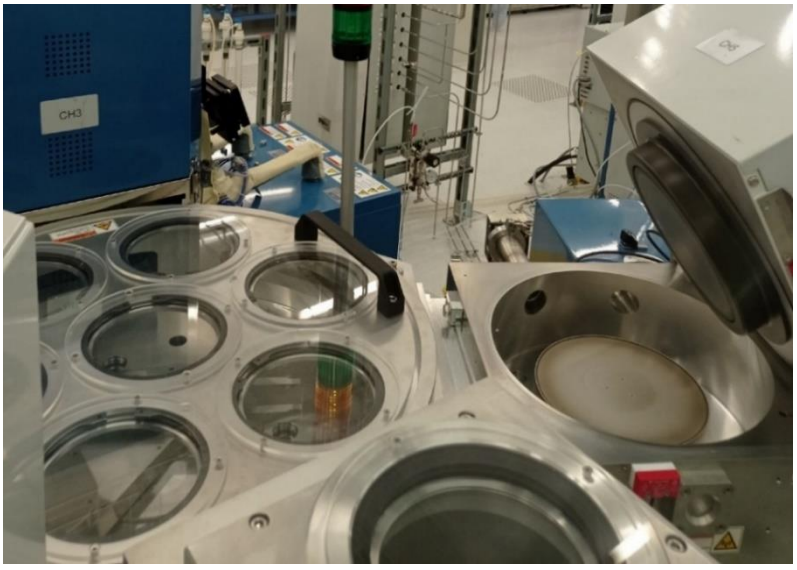


Рис. 4. Модификация PECVD установки PlasmalabSystem 100

Табл. 2. Параметры технологического процесса осаждения слоев

Материал	Объем прекурсоров, $см^3/мин$					Давление, миллиорр	Мощность генератора LF/HF, Вт	Температура, °C
	TEOS	O_2	SiH_4	NH_3	N_2			
SiO_2	50	500	-	-	-	400	LF 70	300
Si_3N_4	-	-	16	25	980	1250	HF 30	300

В результате, используя данные технологические параметры, методом PECVD была изготовлена раннее рассчитанная структура, фотография которой представлена на рис. 5.

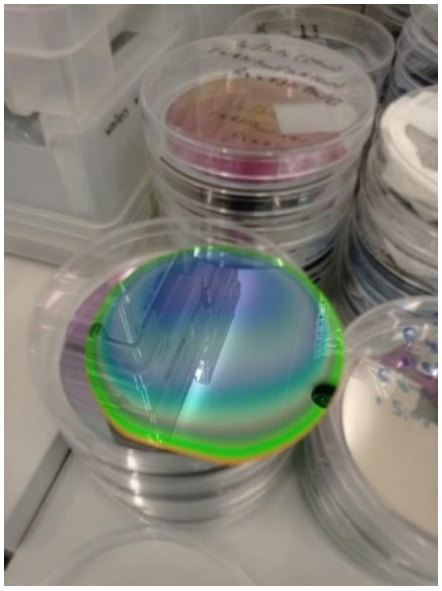


Рис. 5. Фотография изготовленного образца диэлектрического зеркала

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗГОТОВЛЕННОГО ОБРАЗЦА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА

Методика сфокусированного ионного пучка

В процессе исследования внутренней структуры зеркала были использованы методика сфокусированного ионного пучка и энергодисперсионный анализ.

В методике сфокусированного ионного пучка или FIB (Focused Ion Beam), как следует из названия, используется точно сфокусированный пучок ионов (обычно галлия). При помощи данной методики возможно проводить визуализацию, специфическое распыление и фрезерование. В данной работе при помощи FIB в образце было создано углубление и произведено сканирование при помощи ионного пучка, что позволило получить изображение поперечного сечения изготовленного образца, а также определить толщины его слоев [6]. На рис. 6 представлено изображение поперечного сечения зеркала, полученное при помощи FIB и измеренные толщины слоев.

Энергодисперсионный анализ

Энергодисперсионный анализ или EDAX (Energy-Dispersive X-ray Analyzer) позволяет проводить высокоточный анализ химического состава на поверхности образца. Данный метод базируется на том, что каждый химический элемент испускает характеристическое рентгеновское излучение при возбуждении атомов первичными рентгеновскими лучами

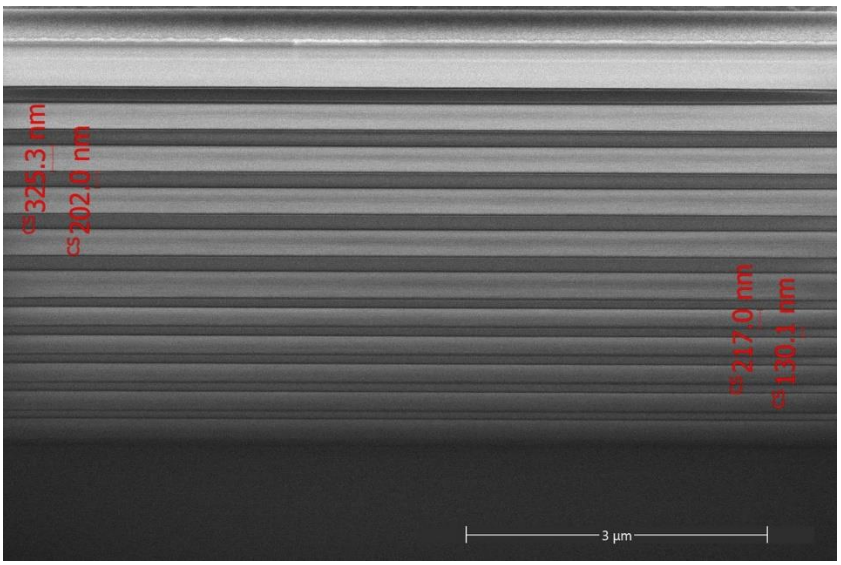
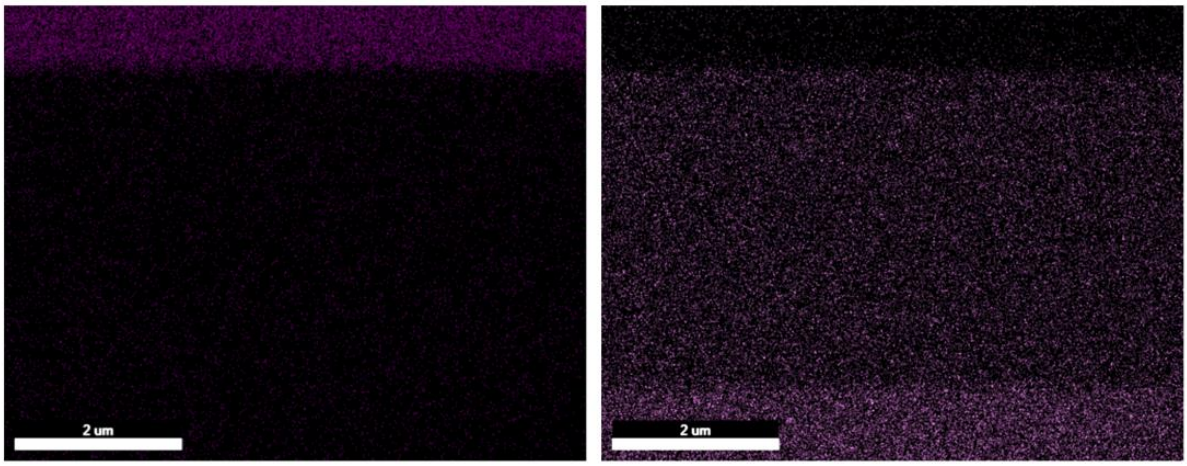


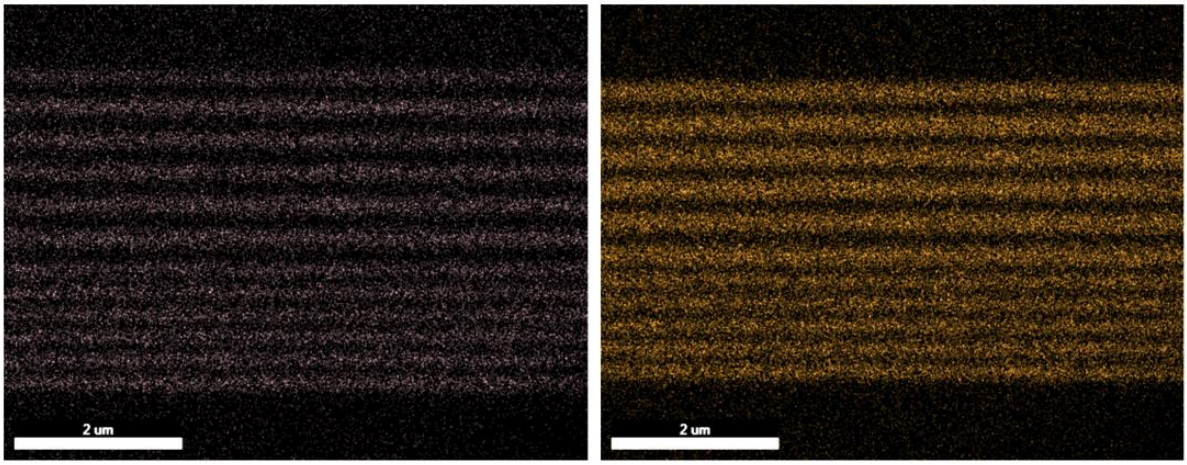
Рис. 6. Поперечное сечение изготовленного образца

достаточной энергии [7]. При помощи EDAX можно произвести «картирование» поверхности образца на отдельные элементы. Для образца диэлектрического зеркала были получены изображения распределения атомов в поперечном сечении (рис. 7-8).



а) б)

Рис. 7. Распределение атомов углерода (а) и кремния (б) в поперечном сечении образца



а) б)

Рис. 8. Распределение атомов азота (а) и кислорода (б) в поперечном сечении образца

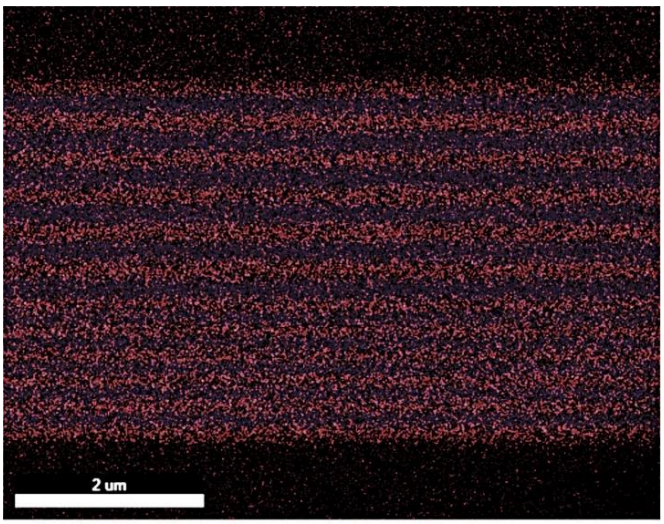


Рис. 9. Распределение атомов кремния в поперечном сечении образца (красный цвет характеризует содержание азота, а синий – содержание кислорода)

На основании результатов, полученных от методики FIB и метода EDAX, был сделан вывод, что слои по химическому составу сформированы правильно, образовывая последовательные чередующиеся слои с высоким и низким показателями преломления.

Однако стоит отметить, что измеренные толщины слоев из нитрида кремния близки по величине к рассчитанным, а толщины слоев из оксида кремния рассчитанным не соответствуют. Толщины слоев из нитрида кремния согласно расчету равны 134 нм и 196 нм, а у образца – 130 нм и 202 нм соответственно. У диоксида кремния рассчитанные равны 196 нм и 257 нм, что значительно отличается от измеренных 217 нм и 325,3 нм соответственно. Такие различия в толщинах слоев могут привести к несоответствию спектра отражения изготовленного зеркала к рассчитанному, а именно к незначительному сдвигу в более длинноволновую область спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении можно отметить, что в рамках данной работы было разработано диэлектрическое зеркало с двумя полосами отражения для центральных длин волн 1064 нм и 1550 нм. Была предложена и изготовлена структура зеркала, состоящая из 23 слоев – зеркала из 11 слоев для длины волны 1064 нм и 12 слоев для 1550 нм. Расчетные коэффициенты отражения в области центральной длины волны составили 91,57 % для длины волны 1064 нм и 93,95 % для 1550 нм.

В процессе исследования образца зеркала подтвердилось правильное формирование чередующихся слоев с высоким и низким показателями преломления. Однако, толщины слоев из оксида кремния изготовленного зеркала не соответствуют расчетным значениям, что может привести к незначительному сдвигу в более длинноволновую область спектра отражения. Тем не менее, полученные результаты и разработанная структура зеркала могут быть использованы в дальнейших исследованиях и разработках в области оптической электроники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Пашкеев Д.А., Усова А.М., Ильинов Д.В., Никонов А.В., Кощавцев Н.Ф.** Анализ спектров пропускания распределенных брэгговских отражателей в зависимости от параметров четвертьволновых слоев // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 90-97.
2. **Dai J., Gao W., Liu B., Cao X., Tao T., Xie Z., Zhang R.** Design and fabrication of UV band-pass filters based on SiO 2 /Si 3 N 4 dielectric distributed bragg reflectors // Applied Surface Science. 2016. V. 364. P. 886-891.
3. **Путилин Э.С**. Оптические покрытия. Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. 227 с.

4. **Васильев В.Ю.** Процессы химического осаждения из газовой фазы стеклообразных тонких пленок для технологии микроэлектроники, микро и наносистемной // Новосибирский государственный технический университет. 2018. 381 с.
5. **Asharchuk I., Shibalov M., Mumlyakov A., Nekludova P., Diudbin G.D., Zenova E., Minaev N., Pavlov A., Tarkhov M.** Enchanced reflectance SiNx/SiOx DBR mirror based on TEOS precursor fabricated by PECVD method // J. Phys.: Conf. 2021.
6. **Giannuzzi L.A., Stevie F.A.** A review of focused ion beam milling techniques for TEM specimen preparation // Micron. 1999. V. 30(3). P. 197-204.
7. **Синдо Д., Оикава Т.** Аналитическая просвечивающая электронная микроскопия. Москва: «Техносфера», 2006. 256 с.

Berezhnoy P.A. [2], Shibalov M.V. [2], Neklyudova P.A. [2], Anufriev Yu.V. [1,2], Tarhov M.A. [1,2]

[1] National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: tmafuz@mail.ru,
[2] Institute of Nanotechnology of Microelectronics of The Russian Academy of Sciences, Russia, 119991, Moscow, Leninsky Prospekt, 32A, E-mail: BerezhnoyPA@mpei.ru

DEVELOPMENT AND INVESTIGATION OF A TWO-WAY DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR

ABSTRACT

In this work, we calculated several variants of the DBR distributed Bragg reflector structures, which have two reflection bands with central wavelengths of 1064 nm and 1550 nm. The width of both was 200 nm. The calculations of the reflection spectra and the number of layers of the medium were made by using physical modeling software product «Comsol Multiphysics», which allows to simulate the propagation of electromagnetic waves due to ray tracing technology. Based on the calculation, the most preferable option was chosen in terms of technical implementation and the reflection spectrum of the mirror. Subsequently, we fabricated dielectric mirror by the PECVD (Plasma-enhanced chemical vapor deposition) method. Silicon nitride and silicon dioxide were chosen as materials respectively with high and low refractive indices. After the successful manufacture of the mirror, we obtained a high-quality image of the cross section of the mirror using the FIB (Focused Ion Beam) technique and the chemical composition of the mirror using EDAX (Energy Dispersive X-ray analysis). At the end, we measured the reflection spectrum of the manufactured mirror on the developed optical installation based on a reflectometer.

DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR, DIELECTRIC MIRROR, CENTRAL WAVE LENGTH

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 536.521

Еремин Д.В., Печинская О.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УГЛЕВОДОРОДНОГО ПЛАМЕНИ МЕТОДОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПИРОМЕТРИИ

АННОТАЦИЯ

В настоящее время одним из основных способов бесконтактного измерения температуры является спектральная пирометрия. Одним из преимуществ данного метода является возможность измерения температуры без предварительной информации о величине спектрального коэффициента теплового излучения. В работе описана схема и методика измерения температуры углеводородного пламени, построенная на измерении отношения сигналов на двух длинах волн в спектре излучения паров воды – 1,35 мкм и 1,48 мкм. Одной из проблем измерения температуры пламени является более низкий отклик приёмника, чем при измерении температуры твёрдых тел. Для обеспечения возможности измерения температуры пламени схема измерений была дополнена двухканальным усилителем, что позволило зарегистрировать сигналы двух спектральных каналов. В работе представлены результаты измерений температуры нити накаливания для разной мощности питания лампы и пламени газовой горелки при различном уровне расхода топлива.

ПИРОМЕТР СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ, ПИРОМЕТРИЯ, ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАМЕНИ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных элементов любого летательного аппарата является двигатель. Поэтому задачи по разработке, испытании и диагностике авиадвигателей носит важный характер. Так как работа двигателей связана с высокими температурами, то отдельной актуальной проблемой является измерение температур элементов и газового потока авиадвигателей. Одним из методом для проведения таких измерений является оптическая пирометрия. Данный метод обладает двумя достоинствами: бесконтактностью и быстродействием [1]. Использование подхода измерения температуры по отношению интегральных интенсивностей излучения в двух узких спектральных диапазонах (метод спектральных отношений) [2] позволяет избежать большого количества трудностей, связанных со сложной структурой газового потока на выходе из авиадвигателей.

Принцип работы пирометра, реализующий этот подход, основан на измерении интенсивности излучения на нескольких длинах волн. Излучаемый исследуемым объектом свет собирается оптической системой пирометра и передается на два и более фотодиода. Перед каждым фотодиодом находится узкополосный интерференционный фильтр, который

пропускает свет заданной длины волны. Температура определяется по соотношению интенсивностей излучения на двух длинах волн с учетом калибровочных коэффициентов.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПИРОМЕТРИЯ

Для экспериментальной отработки пирометра можно использовать излучение лампы накаливания с вольфрамовой нитью. В пирометрии удобно использовать монохроматическое представление функции Планка [3]

$$m_e(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda K(\lambda) T^n,$$

где m_e – спектральная излучательная способность;
λ – длина волны излучения;
T – температура тела;
ε_λ – спектральный коэффициент теплового излучения;
$K(\lambda)$ – численный коэффициент, зависящий от длины волны;
n – показатель степени, зависящий от спектрального диапазона и интервала температур.

Интегральную излучательную способность для нечёрного тела можно представить в виде

$$M_e(T) = BT^n, \tag{1}$$

где B – постоянная.

При высокой температуре подводимая к спирали мощность практически полностью расходуется на излучение, поэтому можно считать, что электрическая мощность P пропорциональна светимости (интегральной излучательной способности)

$$P \approx M_e S = SBT^n, \tag{2}$$

где S – площадь поверхности излучателя. Логарифмируя (1), получим

$$\ln P = \ln(BS) + n \cdot \ln T.$$

Таким образом, линейность зависимости $\ln P(\ln T)$ подтверждает справедливость выражения (1). По графику зависимости $\ln P(\ln T)$ можно определить показатель степени n. Для вольфрама при высоких температурах, порядка 2000 К, значение $n \approx 5$.

Запишем закон Вина в удобном для спектральной пирометрии виде [3]

$$\ln[I(\lambda, T) \cdot \lambda^5] = -\frac{C_2}{\lambda \cdot T} + \ln[C_1 \cdot \varepsilon(\lambda, T)], \tag{3}$$

где $I(\lambda, T)$ – интенсивность излучения тела. Перепишем формулу (3) в координатах X, Y

$$Y = -\frac{C_2}{T} X + b, \tag{4}$$

где

$$Y = \ln[I(\lambda, T) \cdot \lambda^5], \qquad X = 1/\lambda, \qquad b = \ln[C_1 \cdot \varepsilon(\lambda, T)].$$

При известном спектральном коэффициенте теплового излучения коэффициент b может быть рассчитан. С другой стороны, изменение постоянного коэффициента в выражении (4) не

приводит к изменению наклона прямой, и, соответственно, не приводит к ошибке определения температуры. Выразим из (4) температуру в явном виде. Следует оговориться, что интенсивность регистрируемого сигнала зависит от пропускания оптического тракта в каждом спектральном канале, спектральной чувствительности приёмников и прочих факторов. Для повышения точности измеряемой температуры обычно проводится калибровка пирометра по излучению источника с известной температурой и/или измерение спектральных коэффициентов пропускания всех оптических элементов тракта. Однако, для предварительной оценки температур можно пренебречь изменением спектральных зависимостей при смене измерительного канала. В приближении равенства коэффициентов эмиссии [5], а также отношения токов и отношения интенсивностей запишем

$$Y_2 - Y_1 = -\frac{C_2}{T}(X_2 - X_1).$$

В явном виде после преобразования получим

$$T = \frac{A}{\ln\left(\frac{I_2}{I_1}\right) + B}, \quad (5)$$

где

$$A = C_2 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2}, B = \ln\left[\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5\right].$$

В настоящей работе оценка температур проводилась по сигналу на длинах волн 1,35 мкм и 1,48 мкм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение температуры нити накала

Экспериментальный пирометр спектрального отношения, используемый в экспериментах по измерению температуры нити накала и газового пламени, основывается на схеме пирометра, приведенной в [4]. В экспериментальной установке одиночный волновод заменён на волоконный жгут.

Температура спирали в лампе накаливания изменяется при различных значениях подводимой к ней мощности. Измерения проводились для лампы типа К-12 90. Внешний вид экспериментальной установки для отработки пирометра представлен на рисунке 1.

Напряжение питания варьировалось от 2,5 В до 7,5 В. При этом максимальная мощность питания составила 41,25 Вт. Сигнал с фотодиодов всех спектральных каналов регистрировался цифровым вольтметром. Графики зависимостей ln$P$(ln$T$) показаны на рисунке 2.

Как видно, полученные результаты хорошо аппроксимируются линейными функциями, однако в области малых сигналов наблюдается нелинейность сигнала и, как следствие, большой разброс температур. Показатели степени n = 4,897 для лампы III-81 и n = 4,727 для лампы IV-80 соответствуют теоретическим представлениям. Полученные значения температур, линейность зависимостей ln$P$(ln$T$), а также значения показателя степени n, определённые по наклону прямой ln$P$(ln$T$), свидетельствуют о хорошем соответствии полученных результатов теоретическим представлениям для использованного высокотемпературного источника.

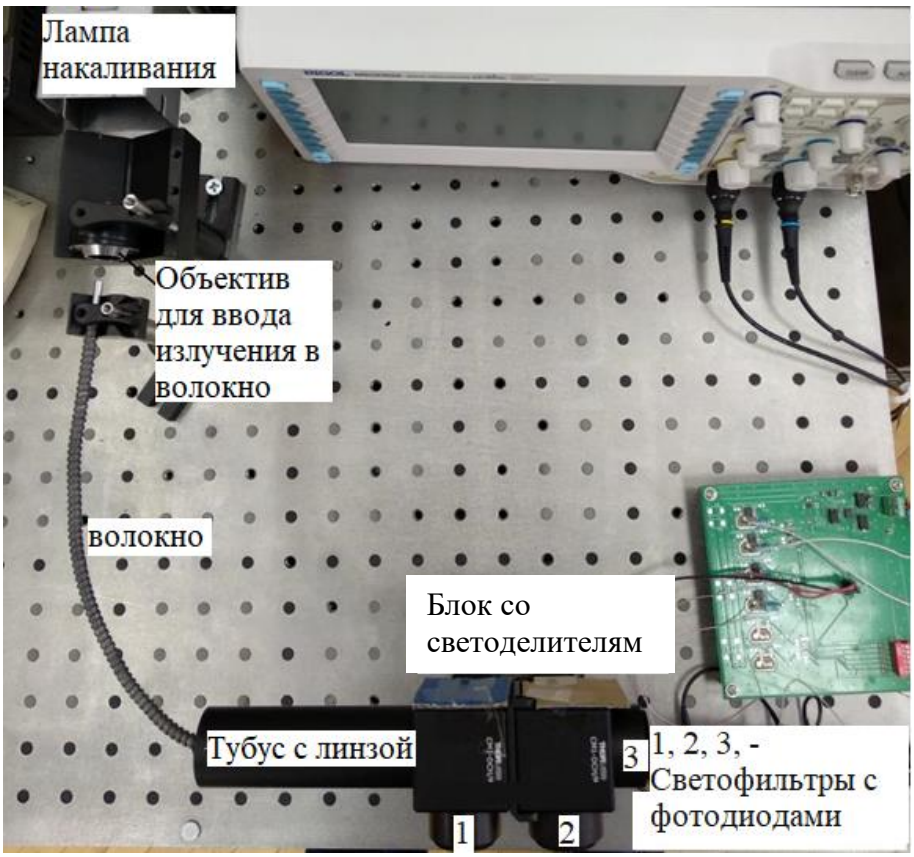


Рис. 1. Внешний вид пирометра для измерения температуры лампы накаливания

Измерение температуры пламени газовой горелки

По изложенной выше методике также был проведен эксперимент по измерению температуры пламени газовой горелки. В качестве источника излучения была использована газовая горелка, работающая на смеси газов: пропан, бутан, изобутан. Изображение экспериментальной установки представлено на рисунке 3.

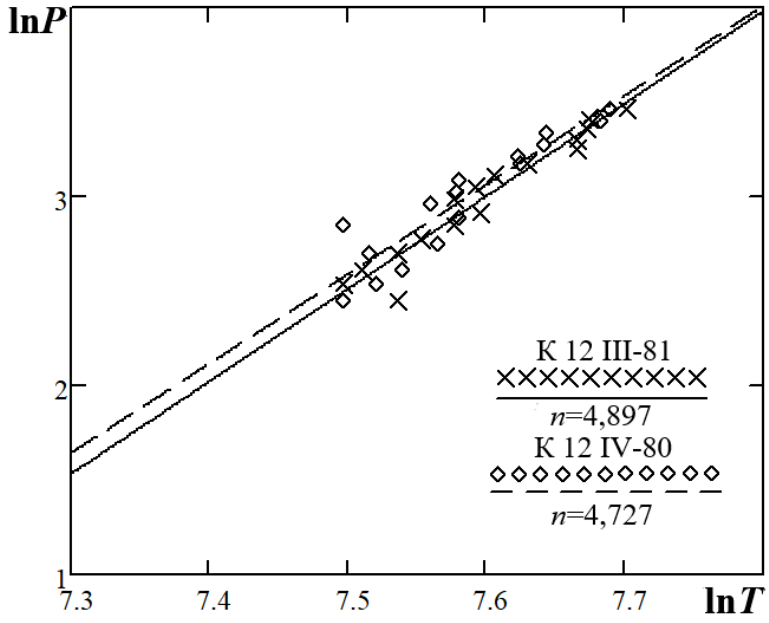


Рис. 2. Графики зависимостей ln$P$(ln$T$)

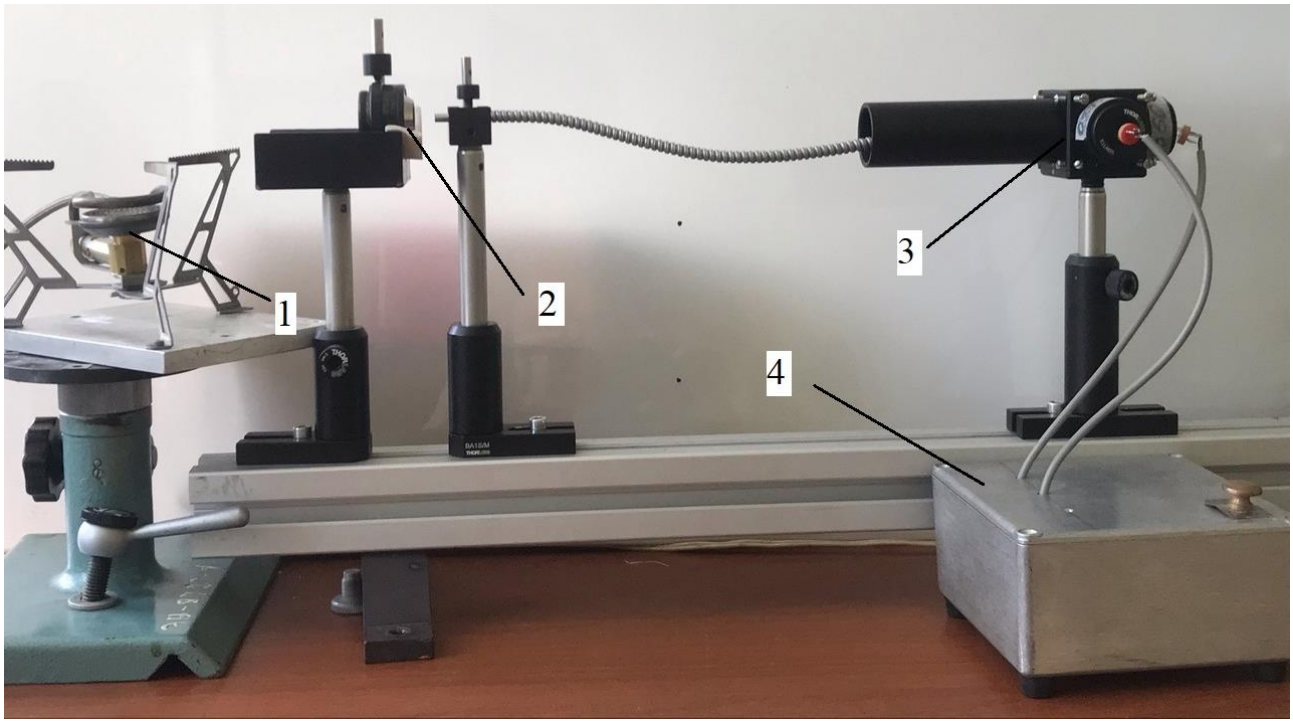


Рис. 3. Внешний вид экспериментальной установки для измерения температуры пламени

Цифрами обозначены: 1 – газовая горелка, 2 – объектив со световодом, 3 – светоделительный блок с интерференционными фильтрами и приемниками, 4 – усилитель. Специально для данного эксперимента был спроектирован и изготовлен усилитель с коэффициентом усиления 10^6. Сигнал с усилителя поступает на осциллограф и впоследствии обрабатывается на компьютере.

Измерения температуры проводились для разных значений массового расхода газа. По результатам эксперимента были построены экспериментальные зависимости температуры газа от расхода, пример экспериментальной зависимости представлен на рисунке 4.

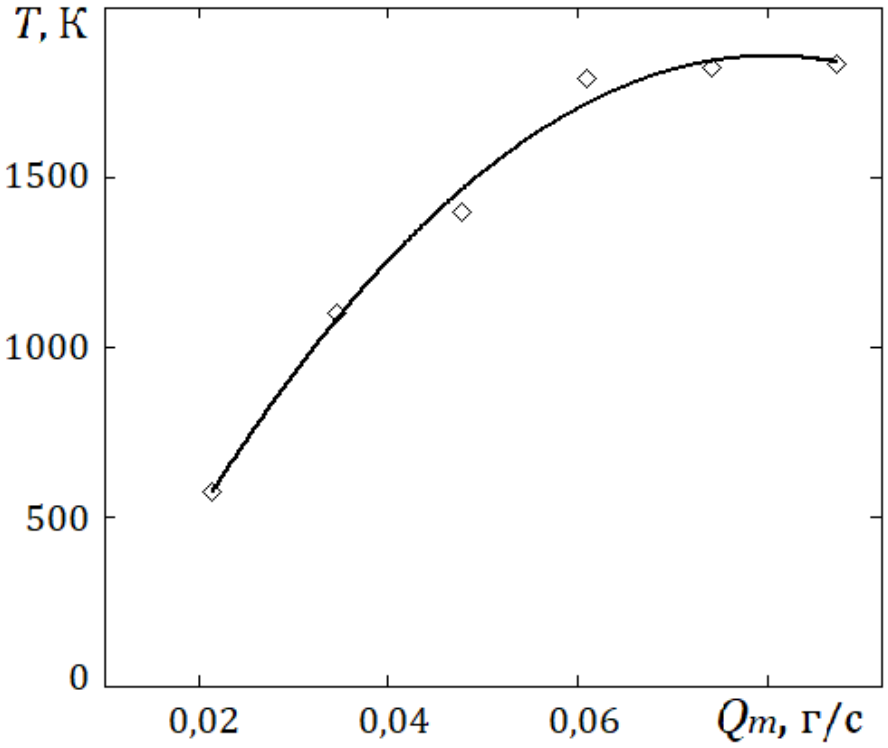


Рис. 4. Результат измерения температуры газового пламени в зависимости от массового расхода

Все зарегистрированные во время проведения эксперимента зависимости имеют схожий вид, однако при изменении дальности наведения максимальное значение температуры изменялось. В качестве референсных зависимостей можно выбрать зависимости температуры от объемного расхода газа, представленные в работе [6], с поправкой на то, что авторы статьи [6] строят зависимость от обратного отношения, в таком случае температура убывает с ростом расхода. Авторы объясняют завышенные значения влиянием излучения сажи, данное утверждение может быть проверено только после реализации трехканальной схемы пирометра. В дальнейшем планируется доработка узла крепления входного торца волоконного световода для упрощения задач юстировки при наведении на объект измерений, а также проведение калибровки пирометра по методике, изложенной в [7]. Калибровка позволит уточнить значения коэффициентов выражения (5) и получать более точные измерения. Развитие данного пирометра спектрального отношения предполагает реализацию трехканальной схемы. Альтернативной трехканальной схеме пирометра, может быть схема с применением акустооптического фильтра, который позволяет, выделять нужные спектральные линии, путем подстраивания периода акустической волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы был доработан макет пирометра спектрального отношения в части усиления сигнала, что сделало возможным регистрацию сигнала от пропан-бутанового пламени. Измерения температуры лампы накаливания показали хорошее совпадение зависимости $\ln P(\ln T)$ с теоретически ожидаемой прямой. Измерения температуры пламени газовой горелки качественно показали рост температуры пламени с ростом массового расхода. Таким образом экспериментально подтверждена работоспособность пирометра спектрального отношения при измерениях температуры пропан-бутанового пламени.

По результатам эксперимента становится ясно, что необходима калибровка пирометра, так как в изложенной методике эксперимента использовались приближения, которые не позволяют без калибровки пирометра получить высокую точность измерения температуры. Калибровка позволит учесть как пропускание оптической системы, так и разность чувствительностей фотодиодов на рабочих длинах волн, что повысит точность измерений [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Новиков В.Н., Сахаров В.Б., Смирнов Л.И.** Пирометр спектрального отношения // Измерительная техника. 1987. № 12. С. 42-43.
2. **Голенцов Д.А., Романов В.Б., Сахаров В.Б**. Пирометр спектрального отношения для определения температуры газовых потоков // Оптические методы исследования потоков: Труды VIII Межд. науч-технич. конференции. М.: Изд-во ЗАО Фирма «Знак», 2005. С. 178-181.
3. **Вавилов В.П.** Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: ИД Спектр, 2009. – 544 с.
4. **Сахаров В.Б., Садовин М.А.** Пирометр спектрального отношения для определения температуры газовых потоков // Мир измерений. 2013. № 10. С. 13-16.
5. **Фланден В. С., Солнцева М. К., Ягодина Л. А.** Моделирование оптической системы пирометра // Modern Science. 2021. № 12-4. С. 323-329. EDN WBZATE.
6. **Гарелина С. А., Латышенко К. П., Фрунзе А. В.** Сравнительный анализ энергетических пирометров и пирометров спектрального отношения // Пожарная безопасность: проблемы и перспективы. 2017. Т. 1. С. 417-420.
7. **Сахаров В. Б., Садовин М. А., Поройков А. Ю.** Особенности определения высокой температуры газового потока пирометром спектрального отношения. // Сборник тезисов докладов Всероссийской науч-технич. конференции АВИАДВИГАТЕЛИ XXI ВЕКА. Москва 24-27 ноября 2015 г. М.: ЦИАМ, 2015. 1133 с

Yeremin D.V., Pechinskaya O.V.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: olkaown@yandex.ru

MEASURING A HYDROCARDON FLAME TEMPERATURE BY THE SPECTRAL PYROMETRY

ABSTRACT

Currently, one of the main methods of non-contact temperature measurement is spectral pyrometry. One of the advantages of this method is the ability to measure temperature without prior information about the magnitude of the spectral coefficient of thermal radiation. The paper describes a scheme and a technique for measuring the temperature of a hydrocarbon flame, based on measuring the ratio of signals at two wavelengths of the water vapor emission spectrum – 1.35 μm and 1.48 μm. One of the problems of measuring the flame temperature is a lower response than when measuring the temperature of solids. To ensure the possibility of measuring the flame temperature, the measurement scheme was supplemented with an amplifier, which made it possible to register the signals of two spectral channels. The paper presents the results of the temperature measurements of the filament for different power supply of the lamp and the gas burner flame at different levels of fuel consumption.

SPECTRAL RATIO PYROMETER, PYROMETRY, FLAME TEMPERATURE MEASUREMENT

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков» Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 620.92

Чан Куок Тхинь, Дмитриев А.С., Макаров П.Г.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: tranqth.96@gmail.com

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И СТАБИЛЬНОСТИ НАНОЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ОКСИДНЫХ И УГЛЕРОДНЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

АННОТАЦИЯ

В данной работе экспериментально были исследованы оптические свойства наножидкостей на базе дистиллированной воды в видимом диапазоне и ближней области инфракрасного диапазона длин волн солнечного излучения. Помимо оптических свойств, была исследована стабильность наножидкостей путем измерения интегральной интенсивности потока излучения на выходе из кюветы по времени. Эксперименты проведены на высокочувствительном оптоволоконном спектрофотометре AvaSpec-2048 для различных наножидкостей из оксидных и углеродных наноматериалов при разных объемных концентрациях наночастиц. В результате были получены спектры пропускания, поглощения и экстинкции, а также данные о стабильности для исследуемых наножидкостей. Полученные результаты по оптическим свойствам позволяют оценить вклад исследуемых наноматериалов в поглощение солнечного излучения в диапазоне от 380 до 1100 нм, что имеет большое значение для солнечной теплоэнергетики. Данные по стабильности показали разные тенденции изменения прозрачности наножидкостей в зависимости от концентрации наночастиц и времени.

СОЛНЕЧНАЯ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, НАНОЖИДКОСТЬ, СОЛНЕЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТА, КОЭФФИЦИЕНТ ЭКСТИНКЦИИ, СТАБИЛЬНОСТЬ

ВВЕДЕНИЕ

После обнаружения аномальной повышенной теплопроводности наножидкостей в 2001 г., начали интенсивно исследовать наножидкости как перспективные теплоносители для повышения эффективности энергетических систем, в том числе и в солнечной теплоэнергетике. Для успешного применения наножидкостей в системах солнечной теплоэнергетики большое внимание уделяется изучению их теплофизических и оптических свойств [1-2]. Хорошо известно, что для видимого диапазона длин волн солнечного излучения вода практически прозрачна, а для инфракрасного диапазона она является хорошем поглотителем. Однако, видимый диапазон в спектре солнца занимает около 44% [3]. Поэтому, поиск поглотителя, обладающий высоким коэффициентом поглощения в широком диапазоне длин волн, является актуальной задачей. В последнее время интенсивно исследовали оптические свойства наножидкостей на основе металлов и их оксидов, а также углеродных материалов и нанокомпозитов [1, 4-9]. Однако, как показали результаты исследований многих

авторов, оптические свойства наножидкостей зависят от многих факторов, таких как материал, форма, размер и концентрация наночастиц, а также способа подготовки наножидкостей и других [2]. Цель данного исследования заключается в экспериментальном определении оптических свойств наножидкостей на основе наночастиц оксидов титана и кремния, а также углеродных наноматериалов, которые в дальнейшем будут использованы для исследования процессов объемного нагрева под действием солнечного излучения. Кроме того, в рамках данной работы с помощью оптических методов была исследована стабильность наножидкостей путем измерения интегральной интенсивности потока излучения на выходе из кюветы по времени.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОДХОД

Подготовка наножидкостей

На сегодняшний день реализуются одноэтапный (one-step method) и двухэтапный (two-step method) методы подготовки наножидкостей [10]. При этом, на практике чаше всего используется последний метод, который требует сначала синтеза наночастиц, а затем диспергирования этих синтезированных наночастиц в желаемой базовой жидкости. Для данного исследования были использованы синтезированные наночастицы различных производителей, в основном компанией Nanografi, а также алмазные наночастицы – компанией Jiangsu Xfnano Materials Tech Co. На втором этапе диспергирование наночастиц в базовой жидкости производится по смехе, представленной на рис. 1. Сначала наночастицы и базовая жидкость взвешиваются, затем смешиваются и предварительно перемешиваются вручную. Далее полученная предварительная смесь подвергается ультразвуковой обработке в течение 20 мин для расщепления крупных частиц и получения более равномерного распределения наночастиц в базовой жидкости. Следовательно, на этом этапе заканчивается процесс подготовки наножидкости.

Рис. 1. Схема подготовки наножидкостей

В данном эксперименте исследуются наножидкости из сферических частиц, включая наноалмаз (ND), диоксид титана (TiO_2) и кремния (SiO_2). Для исследования оптических свойств, были подготовлены наножидкости при разных объемных концентрациях (φ) от маленьких до высоких значений. Общие характеристики исследуемых наножидкостей приведены в таблице 1, где средний диаметр *D* наночастиц был определен экспериментально

в готовом образце. Для получения наножидкости с желаемой объемной концентрации была использована следующая формула

$$\varphi = \frac{\frac{g}{\rho_{np}}}{\frac{g}{\rho_{np}} + \frac{1-g}{\rho_{bf}}}, \quad (1)$$

где g – массовая концентрация наночастиц; ρ_{np}, ρ_{bf} – плотность материала наночастиц и базовой жидкости, соответственно.

Табл. 1. Общие характеристики наножидкостей

№ образца	ND/H_2O		TiO_2/H_2O		SiO_2/H_2O	
	$\varphi \cdot 10^6$, от. ед.	D, нм	$\varphi \cdot 10^6$, от. ед.	D, нм	$\varphi \cdot 10^6$, от. ед.	D, нм
C1	5	20-80	5	17	20	18-35
C2	10		10		30	
C3	20		20		40	
C4	30		30		100	
C5	100		100		217	
C6	500		500		434	
C7	-		-		500	

Измерение оптических свойств и стабильности наножидкостей

Описание установки и порядок проведения эксперимента

Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 2. Для измерения спектров наножидкостей использовался высокочувствительный оптоволоконный спектрофотометр AvaSpec-2048. Измерения проводились в диапазоне длин волн 173-1345 нм с шагом в 0,605 нм. Рабочая область измерений – 350-1100 нм, обеспечиваемая источником излучения (галогеновой лампой).

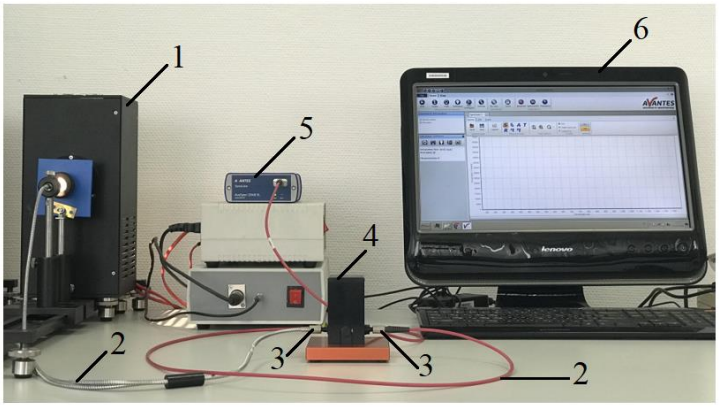


Рис. 2. Схема установки для спектрофотометрии наножидкостей: 1 – источник излучения с фокусирующей линзой; 2 – оптоволокна; 3 – коннекторы для подключения оптоволокна; 4 – контейнер для размещения кюветы с исследуемой жидкостью; 5 – спектрофотометр AvaSpec-2048; 6 – компьютер для обработки результатов

Установка работает следующим образом. Свет из источника 1 попадает на линзу и фокусируется. Затем сфокусированный свет попадает в оптоволоконный кабель 2, проходит через исследуемую жидкость в кювете, находящейся внутри контейнере 4. Дальше прошедший свет по второму оптоволокну попадает в спектрофотометр 5. Полученный сигнал со спектрофотометра обрабатывается в программном обеспечении AvaSoft.

Для измерения спектров пропускания наножидкостей были использованы кварцевые кюветы с длинами оптического пути 10 и 1 мм. Первая кювета используется для исследования образцов маленькой концентрации (С1, С2, С3, С4), вторая – для образцов более высокой концентрации (С5, С6, С7). Перед измерением образец перемешивается в ультразвуковой ванне в течение 20 минут, и затем охлаждается до температуры 25 °С. Для получения спектра пропускания наножидкостей необходимо провести калибровку, т.е. получить исходный спектр. В нашем исследовании исходным спектром служит пустая кювета. Полученный спектр является результатом взаимодействия потока излучения с базовой жидкостью и наночастицами.

Подход к исследованию стабильности наножидкости

Исследование стабильности наножидкостей осуществляется путем измерения интегральной интенсивности потока излучения на выходе из кюветы. Идея данного исследования состоит в том, что со временем наночастицы постепенно коагулируют и оседают, что приводит к изменению их распределения и концентрации в базовой жидкости и соответственно к изменению прозрачности наножидкости. При коагуляции из отдельных наночастиц образуются более крупные частицы, которые обладают улучшенными коэффициентами рассеяния и поглощения по сравнению с частицами меньшего размера. Действительно, согласно описанию оптических свойств коллоидных растворов по теории рассеяния Рэлея коэффициент экстинкции наножидкости определяются по следующим соотношениям [1]

$$\sigma_{ext}^{nf}(\lambda) = \sigma_{ext}^{bf}(\lambda) + \sigma_{ext}^{np}(\lambda), \tag{2}$$

где $\sigma_{ext}^{bf}(\lambda)$, $\sigma_{ext}^{np}(\lambda)$ – спектральный коэффициент экстинкции базовой жидкости и наночастиц соответственно, которые в свою очередь определяются по формулам

$$\sigma_{ext}^{bf}(\lambda) = \sigma_{a}^{bf}(\lambda) = \frac{4\pi k_{bf}}{\lambda} \tag{3}$$

$$\sigma_{ext}^{np}(\lambda) = \frac{3\phi Q_{ext}(\beta, m)}{2D} = \frac{3\phi}{2D}[Q_a(\beta, m) + Q_s(\beta, m)], \tag{4}$$

где D – диаметр наночастиц; $Q_{ext}(\beta, m)$, $Q_a(\beta, m)$, $Q_s(\beta, m)$ – эффективность экстинкции, поглощения и рассеяния наночастиц соответственно. Последние величины в приближении Рэлея могут быть вычислены в конечной форме

$$Q_a(\beta, m) = 4\beta \mathrm{Im}\left\{\frac{m^2-1}{m^2+2}\left[1 + \frac{\beta^2}{15}\left(\frac{m^2-1}{m^2+2}\right)\frac{m^4+27m^2+38}{2m^2+3}\right]\right\}, \tag{5}$$

$$Q_s(\beta, m) = \frac{8}{3}\beta^4\left|\frac{m^2-1}{m^2+2}\right|^2, \tag{6}$$

где $\beta = \pi D/\lambda$ – размерный параметр наночастиц; $m = n_{np}/n_{bf}$ – приведенный показатель преломления; n_{np}, n_{bf} – комплексный показатель преломления наночастиц и базовой жидкости, соответственно.

Из формулы (5) и (6) следует, что эффективность поглощения прямо пропорциональна D^3, а эффективность рассеяния – D^4. Поэтому из формулы (4) получается, что коэффициент экстинкции наножидкости прямо пропорционален D^3. Откуда следует, что чем больше диаметр частиц, тем выше их коэффициент экстинкции, следовательно и наножидкости. Однако, следует отметить, что теория рассеяния Рэлея применяется в случае, когда размер

частиц много меньше, чем длина волны падающего излучения. Более того, при возникновении коагуляции имеется два фактора, которые приводят к повышению прозрачности наножидкостей. Во-первых, общее число частиц в базовой жидкости при коагуляции наночастиц уменьшается. При этом общее поперечное сечение частиц в направлении распространении излучения также уменьшается, что способствует прохождению излучения. Например, если из n наночастиц образуется одна плотноупакованная сферическая частица, то диаметр которой будет $n^{1/3}$ больше диаметра отдельных частиц. В то время площадь поперечного сечения образованной частицы будет в $n^{1/3}$ раз меньше. С одной стороны, увеличение диаметра, как упомянуто выше, приводит к повышению коэффициента экстинкции наночастиц. С другой стороны, уменьшение общего количества и площади сечений наночастиц приводит к более интенсивному прохождению излучения. Так как коэффициент экстинкции наножидкости прямо пропорционален D^3, увеличение диаметра частиц может оказывать большее влияние на коэффициент экстинкции наножидкости. Во-вторых, образованные в результате коагуляции частицы, также испытывают седиментацию. В результате чего прозрачность наножидкости будет увеличиваться. Поэтому с учетом указанных факторов, по времени прозрачность наножидкостей может меняться в сторону увеличения или уменьшения. При этом последний фактор, т.е. процесс седиментации будет играть главную роль в повышении прозрачности наножидкостей. Иначе говоря, со временем, интегральная интенсивность излучения на выходе из кюветы будет расти. Поэтому, скорость седиментации наночастиц может быть характерна скоростью изменения интенсивности прошедшего слой наножидкости потока излучения. Для исследования стабильности в зависимости от концентрации наночастиц, измерения проводились в кювете 10 мм в течение часа. В большем временном масштабе измерение проводится в кювете 1 мм при самой большой концентрации ($500 \cdot 10^{-6}$ от. ед. или 0,05%) в течение 8 часов.

Обработка экспериментальных данных

На основе данных о спектре пропускания можно получить спектр поглощения или экстинкции (ослабления), используя следующие формулы

$$A(\lambda) = -\log[T(\lambda)], \tag{7}$$

$$\sigma_{ext}(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{L \cdot \log(e)} \approx 2{,}303\,\frac{A(\lambda)}{L}, \tag{8}$$

где $T(\lambda)$ – спектральный коэффициент пропускания, %; $A(\lambda)$ – спектральная поглощательная способность, $\sigma_{ext}(\lambda)$ – спектральный коэффициент экстинкции, см$^{-1}$ или м$^{-1}$; L – толщина слоя наножидкостей, см или м.

Для определения интегрального коэффициента экстинкции наножидкостей используется закон Бугера-Ламберта-Бэра, записанный в следующей форме

$$I = I_0 \cdot \exp(-\sigma_{ext} \cdot z), \tag{9}$$

где I_0 и I – начальная (падающая при z = 0) и текущая интенсивности солнечного излучения; z – текущая координата; σ_{ext} – интегральный коэффициент экстинкции. Откуда следует, что

$$\sigma_{ext} = \frac{\ln(I'/I_0{}')}{L}, \tag{10}$$

здесь $I_0{}'$, I' – интегральные интенсивности излучения на выходе из кюветы до и после его заполнения наножидкостью, соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

По формулам (2) и (3) были рассчитаны и представлены на рис. 3 спектральные значения коэффициента экстинкции для дистиллированной воды и исследуемых наножидкостей. Получено, что чистая вода вообще не поглощает излучение в видимом диапазоне, а в ближней инфракрасной области она хорошо поглощает и имеет максимум при длине волны около 975 нм. Следует отметить, что рассматриваемые наночастицы дают основной вклад в ослабление (поглощение) излучения в видимом диапазоне, особенно в области коротких длин волн. При этом, чем больше объемная концентрация наночастиц, тем больше вклад они дают в поглощение излучения.

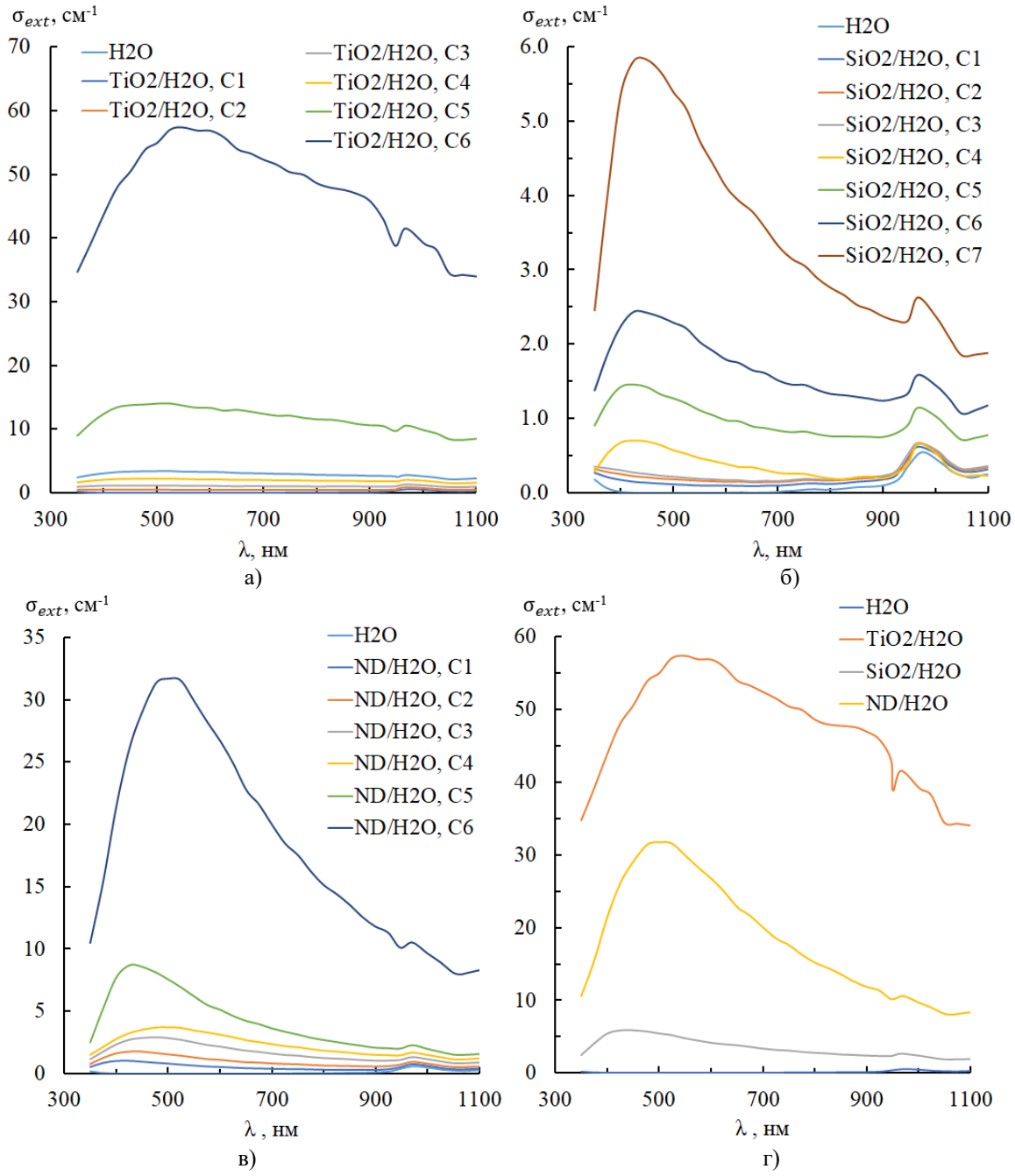


Рис. 3. Спектры экстинкции солнечного изучения наножидкостями

Получено, что среди исследуемых наножидкостей TiO_2/H_2O обладает наиболее высоким коэффициентом экстинкции и наиболее широкой полосой спектра ослабления. Второе место по величине коэффициента экстинкции занимает ND/H_2O, а третье место – SiO_2/H_2O, которая

демонстрирует самую низкую эффективность в поглощении солнечного излучения в области от 380 до 1100 нм. При концентрации 0,05% (рис. 3г) максимальное значение коэффициента экстинкции для наножидкостей TiO_2/H_2O, ND/H_2O и SiO_2/H_2O соответственно равны 57,4; 31,7 и 5,8 $см^{-1}$. Данные пики наблюдаются в области длин волн от 450 до 550 нм. Полученные данные показывают, что в данном диапазоне длин волн наножидкость TiO_2/H_2O почти в 2 раза поглощает солнечное излучение лучше, чем ND/H_2O и почти в 10 раз лучше, чем SiO_2/H_2O.

При маленьких концентрациях для TiO_2/H_2O, ND/H_2O или даже при больших концентрациях для SiO_2/H_2O, основную роль в ослаблении солнечного излучения в ближней инфракрасной области играет базовая жидкость (вода) и именно она определяет характер изменения спектра ослабления в данной области. Полученные нами результаты по спектральным коэффициентам экстинкции наножидкости TiO_2/H_2O при объемной концентрации 0,01% хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [9], в которой использовались наночастицы диоксида титана со средним диаметром 21 нм.

В рамках данного исследования, помимо спектральных коэффициентов экстинкции также были определены интегральные коэффициенты по формуле (5), которые представлены на рис. 4.

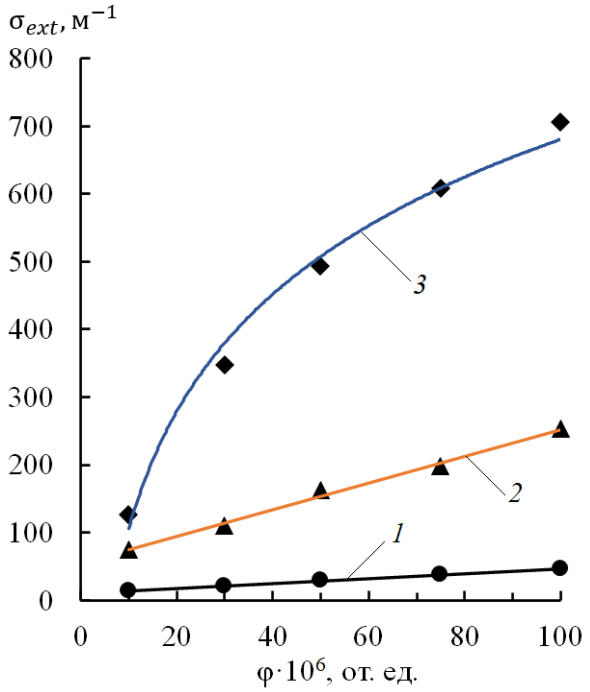


Рис. 4. Интегральные коэффициенты экстинкции наножидкостей. Точки – экспериментальные данные. Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных: 1 – $\sigma_{ext}(\varphi) = 0{,}3609\varphi + 10{,}468$ ($R^2 = 0{,}999$); 2 – $\sigma_{ext}(\varphi) = 1{,}9687\varphi + 55{,}101$ ($R^2 = 0{,}994$); 3 – $\sigma_{ext}(\varphi) = 250\ln(\varphi) - 440{,}71$ ($R^2 = 0{,}989$). Здесь φ выражается в миллионной доле

Следует отметить, что экспериментальные данные об интегральных коэффициентах экстинкции позволяют существенно упростить задачу по нагреву наножидкостей под действием солнечного излучения с применением численного метода. Так как в рамках данного метода для решения уравнения сохранения энергии при наличии солнечного излучения необходимо знать именно значение интегрального коэффициента экстинкции (σ_{ext}), который стоит в законе Бугера-Ламберта-Бэра. При этом σ_{ext} может быть определен как экспериментально, так и теоретически с применением теории рассеяния Рэлея или Ми [1]. Последний подход часто вызывает определенную трудность, так как для определения σ_{ext} необходимо знать другие оптические свойства компонентов наножидкости, например, комплексный показатель преломления, который в свою очередь зависит от длины волны, характеристик наночастиц и требуется использования определенного приближения [3]. С целью упрощения задачи по численному моделированию процесса нагрева, для исследуемых

наножидкостей были определены значение σ_{ext} при разных объемных концентрациях наночастиц φ. Получено, что в диапазоне объемной концентрации наночастиц от 0,001 до 0,01% значение σ_{ext} для наножидкостей ND/H_2O и SiO_2/H_2O линейно возрастает, а для TiO_2/H_2O получается нелинейная зависимость σ_{ext} от φ. Чтобы получить зависимости σ_{ext} от φ, на основе полученных экспериментальных данных по методу наименьших квадратов была применена линейная аппроксимация для ND/H_2O и SiO_2/H_2O, а для TiO_2/H_2O – логарифмическая аппроксимация (рис. 4). В первом приближении, полученные аппроксимационные функции могут быть использованы для решения задачи по численному моделированию процесса нагрева и испарения данных наножидкостей.

Результаты исследования стабильности наножидкостей в зависимости от концентрации и времени представлены на рис. 5 и 6. Получено, что при повышении концентрации наночастиц скорость седиментации возрастает, о чем свидетельствует рост величины относительного изменения интенсивности излучения на выходе из кюветы (рис. 5). При этом каждая исследуемая наножидкость имеет свой характер изменения. Для наножидкости TiO_2/H_2O наблюдается, что чем больше концентрация наночастиц, тем быстрее они седиментируют. В то же время, для наножидкости ND/H_2O темп изменения интенсивности излучения замедляется по мере повышения концентрации, а для SiO_2/H_2O наблюдается линейное изменение. Характер относительного изменения интенсивности излучения по времени для рассматриваемых наножидкостей представлен на рис. 6.

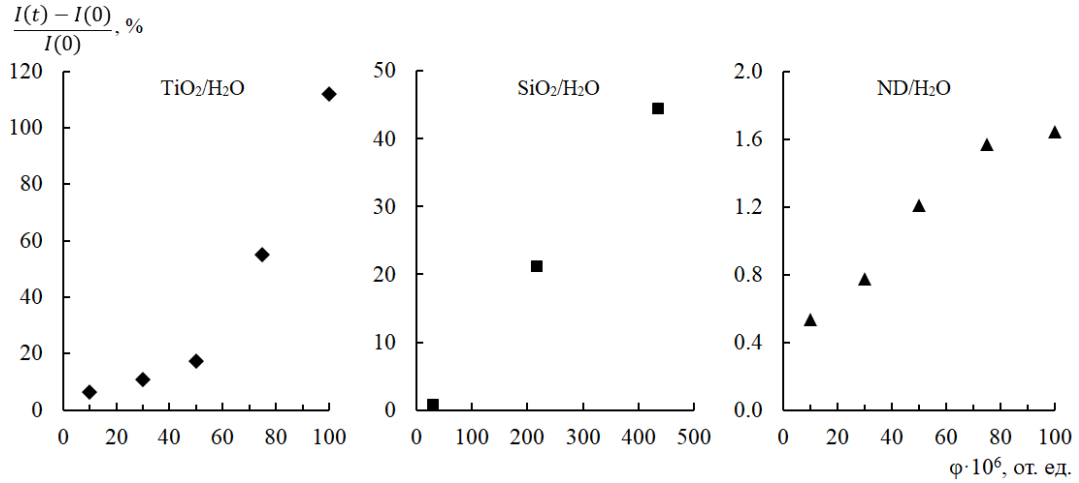


Рис. 5. Зависимость относительной интегральной интенсивности света на выходе из кюветы от концентрации наночастиц. $I(t)$ – интенсивность в момент времени t, равный 1 час, а $I(0)$ – в первоначальный момент

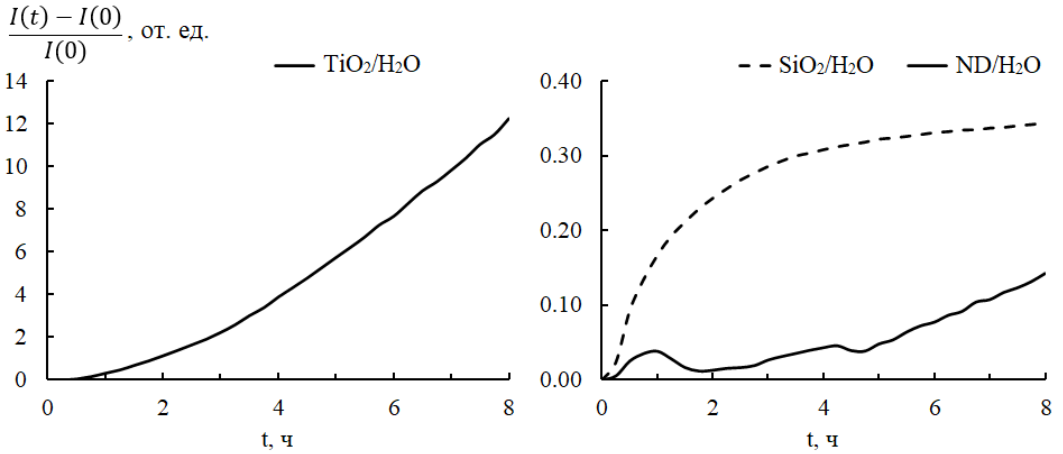


Рис. 6. Зависимость относительной интегральной интенсивности света на выходе из кюветы от времени при объемной концентрации 0,05%

По величине изменения интенсивности излучения можно сделать вывод, что наножидкость ND/H_2O наиболее стабильна. Второе место занимает SiO_2/H_2O, а третье место – TiO_2/H_2O. Из рис. 6 видно, что после 8 часов прозрачность наножидкости TiO_2/H_2O увеличилась в 12 раз, а для наножидкостей SiO_2/H_2O и ND/H_2O прозрачность увеличивалась соответственно в 34,3% и 14,2%. Следовательно, при работе с данными наножидкостями при высоких концентрациях необходимо применять методы повышения их стабильности. Следует отметить, что для наножидкости ND/H_2O наблюдался немонотонный характер поведения относительной интенсивности по времени. Особенности поведения наночастиц алмаза в воде отмечалась ранее авторами других публикаций. Возможно, все дело в том, что наноалмазные частицы имеют достаточно большой средний диаметр, поэтому между процессами коагуляции и седиментации имеет место конкуренция. В начальный период времени седиментация происходит быстро, что ведет к росту прозрачности нанораствора. В следующий период времени относительная интенсивность начинает падать, поскольку наночастицы коагулируют. В следующий период времени начинается активная седиментация, что приводит к росту относительной интенсивности. Подобные процессы наблюдались не только для наночастиц алмаза, но и для других наноуглеродных структур (фуллерены, углеродные нанотрубки, графен). По-видимому, отмеченными процессами и объясняется немонотонный характер поведения относительной интенсивности. Безусловно, в дальнейшем эти соображения должны быть проверены более тонкими экспериментами и теоретическими оценками.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально исследованы оптические свойства наножидкостей на базе дистиллированной воды в видимом диапазоне и ближней области инфракрасного диапазона длин волн солнечного излучения. Были получены спектры экстинкции для наножидкостей на основе диоксида титана, диоксида кремния и наноалмаза. Стабильность данных наножидкостей также была исследована. Показано, что исследуемые наноматериалы дают большой вклад в ослабление солнечного излучения в области видимого диапазона. При этом получено, что наножидкость диоксида титана обладает наиболее высоким коэффициентом экстинкции. Однако, стабильность данной наножидкости очень низкая, в то время наножидкости диоксида кремния и наноалмаза довольно стабильны. Результаты данного исследования подтверждают перспективность применения исследуемых наноматериалов в качестве солнечного поглотителя для решения актуальных задач солнечной теплоэнергетики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №23-19-00840).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Дмитриев А.С., Клименко А.В.** Преобразование солнечного излучения в пар – новые возможности на основе наноматериалов (обзор). ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА, 2020, № 2, с. 1–16.
2. **Sajid M.U., Bicer Y**. Nanofluids as solar spectrum splitters: A critical review // Sol. Energy. 2020. Vol. 207. P. 974-1001.
3. **Gimeno Furió, Alexandra**. On the use of nanofluids to enhance the direct absorption of solar radiation. Diss. Universitat Jaume I, 2019.
4. **Ahmad S.H.A. et al**. Optical properties of various nanofluids used in solar collector: A review // Renew. Sustain. Energy Rev. 2017. Vol. 73. P. 1014-1030.

5. **Traciak J. et al**. Surface and optical properties of ethylene glycol-based nanofluids containing silicon dioxide nanoparticles: an experimental study // J. Therm. Anal. Calorim. 2022. Vol. 147, № 14. P. 7665-7673.
6. **Leong K.Y. et al**. Investigation on Stability and Optical Properties of Titanium Dioxide and Aluminum Oxide Water-Based Nanofluids // Int. J. Thermophys. 2017. Vol. 38, № 5. P. 77.
7. **Gorji T.B., Ranjbar A.A.**, Mirzababaei S.N. Optical properties of carboxyl functionalized carbon nanotube aqueous nanofluids as direct solar thermal energy absorbers // Sol. Energy. 2015. Vol. 119. P. 332-342.
8. **Said Z**. Thermophysical and optical properties of SWCNTs nanofluids // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2016. Vol. 78. P. 207-213.
9. **Said Z., Saidur R., Rahim N.A.** Optical properties of metal oxides based nanofluids // Int. Commun. Heat Mass Transf. 2014. Vol. 59. P. 46-54.
10. **Awais, Muhammad, et al**. Synthesis, heat transport mechanisms and thermophysical properties of nanofluids: A critical overview. International Journal of Thermofluids. 10 (2021): 100086.

Tran Quoc Thinh, Dmitriev A.S., Makarov P.G.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: tranqth.96@gmail.com

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF OPTICAL PROPERTIES AND STABILITY OF NANOFLUIDS BASED ON OXIDE AND CARBON NANOMATERIALS

ABSTRACT

In this research, the optical properties of water-based nanofluids were experimentally studied in the visible and near-infrared wavelength ranges of solar radiation. Furthermore, the stability of nanofluids was investigated by measuring the integral intensity of the radiation flux at the exit from the cuvette over time. The experiments were executed on a highly sensitive fiber-optic spectrophotometer AvaSpec-2048 for various nanofluids based on oxide and carbon nanomaterials at different volume concentrations of nanoparticles. As a result, transmission, absorption, extinction spectra, and stability data for the nanofluids were obtained. The obtained results on optical properties will be helpful to estimate the contribution of the studied nanomaterials to the absorption of solar radiation in the range from 380 to 1100 nm, which has great importance to solar thermal power engineering. The stability data showed different trends in the change in the transparency of nanofluids depending on the concentration of nanoparticles and time.

SOLAR THERMAL POWER ENGINEERING, NANOFLUID, SOLAR RADIATION, OPTICAL PROPERTIES, EXTINCTION COEFFICIENT, STABILITY

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26 — 30 июня 2023 г.

УДК 53.082.54

Софуев Д.В., Усманова Ш.Ш., Кучменко А.В., Скорнякова Н.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: SofuyevDV@mpei.ru

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО МЕТОДА

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена разработке алгоритма автоматизированной обработки изображения лазерного интерференционного метода. Приведено подробное описание принципа работы алгоритма, а также представлены результаты апробации алгоритма на экспериментальных изображениях, полученных лазерным интерференционным методом при диагностике газожидкостного потока, сформированного с помощью аквариумного аэратора в кювете с водой. Опровергнуто наличие зависимости искривления интерференционных полос от плоскости фокусировки.

ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД, АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ, ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные пузырьковые и газокапельные потоки встречаются в различных технических устройствах, среди которых форсунки топлива, паровые системы, гидродинамические системы и другие. Для оптимизации работы этих систем необходимо обладать информацией о структуре используемого двухфазного потока, в частности, векторным полем скоростей и размерами частиц. Наиболее популярными для диагностики двухфазных потоков являются оптические методы. Популярность обеспечена тем, что они бесконтактны, дистанционны, без инерционны. Существует большое количество методик диагностики потоков, среди которых наиболее популярны методы лазерной доплеровской анемометрии (laser-Doppleranemometry или LDA)[1] и анемометрии по изображению частиц (Particle Image Velocimetry или PIV) [2] для определения скоростей и теневой метод [3], метод бликов (Glare Point Technique или GPT) [4, 5] и лазерный интерференционный метод (Interferometric Particle Imaging или IPI) [5, 6] для определения размеров частиц.

Лазерный интерференционный метод имеет ряд преимуществ над другими оптическими методами определения в виде широкого угла измерений, возможности диагностики сразу нескольких неоднородностей, так как измерения проводятся в области освещения лазерной плоскости, отсутствия необходимости введения дополнительных частиц или веществ в поток, а также метод может быть применен и для определения скоростей частиц, в случае применения кросс-корреляции для парных последовательных фотографий по аналогии с методом анемометрии по изображению частиц. Однако обработка полученных фотографий достаточно проблематична. В существующих коммерческих комплексах от компаний LaVision и Dantec

Dynamics имеются программные обеспечения, способные автоматизировано обрабатывать изображения, полученные с помощью лазерного интерференционного метода. Однако, программное обеспечение недоступно без использования комплексов, предлагаемых компаниями, которые, в свою очередь, являются дорогостоящими, а алгоритмы, используемые при обработке изображений недоступны. В связи с этим, появляется необходимость в разработке компьютерных алгоритмов для автоматизированной обработки изображений, полученных с помощью лазерного интерференционного метода, с последующей реализацией этих методов в обособленном программном обеспечении, что и является целью данной работы.

МОДУЛЬ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАМЕРА КАПЕЛЬ ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА

Лазерный интерференционный метод

Принцип работы лазерного интерференционного методазаключается в регистрации камерой изображения исследуемого объекта в расфокусированном излучении [6]. При этом оптически прозрачная шарообразная неоднородность на полученных снимках будет иметь вид окружностей с интерференционной картиной (ИК) внутри. Образование такого распределения строго решается теорией Ми, но в случае крупных частиц результат можно получить в рамках геометрической оптики, рассматривая интерференцию отраженного и первого преломленного лучей (рис. 1).

Диаметр пузырька определяется по формуле (1) [6]

$$d = \frac{2\,\lambda\,N}{n\,\alpha} \cdot \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \Big/ \sqrt{n^2 - 2\,n\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1} \right)^{-1} \qquad (1)$$

где $n = n_1/n_2$ – относительный показатель преломления, n_1 – показатель среды, n_2 – показатель преломления пузырька, λ – длина волны излучения,α – угол обзора камеры, θ – угол рассеяния, N – число интерференционных полос.

Установка для применения IPI состоитиз пяти элементов, среди них: лазер, оптическая система, формирующая лазерную плоскость, исследуемый образец с неоднородностями в виде пузырьков газа или капель жидкости, камера, а также электронно-вычислительное устройство (рис.1).

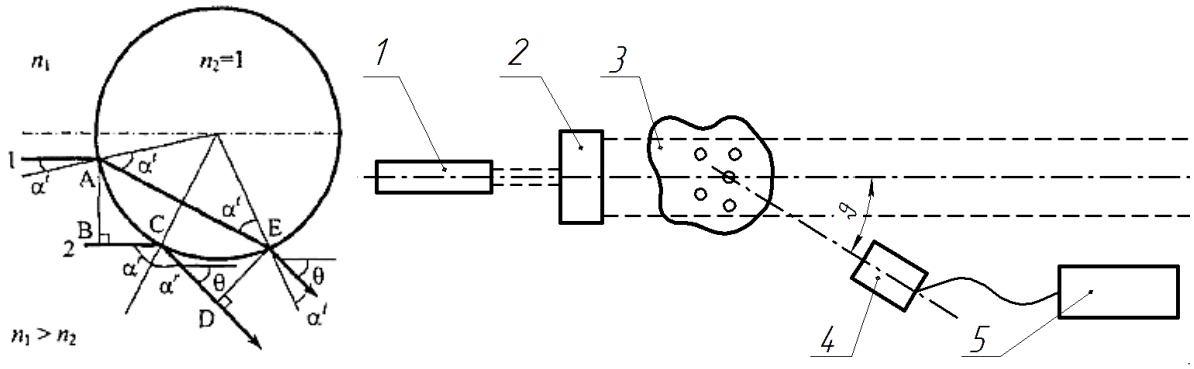


Рис. 1. Ход лучей в пузырьке воздуха и схема установки IPI:
1 – лазер, 2 – оптическая система, образующая лазерную плоскость, 3 – исследуемый образец, 4 – камера, 5 – электронно-вычислительное устройство [6]

Элементы модуля

Модуль оптико-электронного комплекса, предназначенный для измерения распределения капель по размерам, включает в себя приемную оптическую систему, систему формирования оптической плоскости и источник лазерного излучения.

В качестве приемного устройства была выбрана высокоскоростная камера FastecImagingHiSpec 2GMono. Камера имеет КМОП матрицу с размером активной зоны 22,9 мм по диагонали и способна регистрировать до 506 кадров в секунду при максимальном разрешении (1280×1024). Так же камера имеет светочувствительность 3200 ISO для монохромной версии и минимальную экспозицию кадра 2 мкс.

В качестве источника излучения был использован лазерный модуль компании MZLASER с длиной волны 450 нм и мощностью 50 мВт.

Определение точности метода

Для определения точности измерения диаметров частиц были проведены серии экспериментов, которые заключались в исследовании зависимости результатов измерений от угла рассеяния. В качестве исследуемого образца используется пузырек в стеклянной пластине, диаметр которого был заранее измерен на оптическом компараторе ИЗА-2 с точностью 1 мкм и составляет 0,899 мм.

В табл.1 приведены результаты обработки ИК, по полученным результатам определены относительные погрешности измерений. На рис.2 представлена зависимость количества полос от угла рассеяния для данной конфигурации, построенная по формуле (1), а также экспериментальные точки в соответствии с табл.1.

Табл. 1. Результаты обработки ИК

Угол рассеяния, °	Количество полос	Рассчитанный диаметр, мм	Относительная погрешность измерений, %
30	26	0,913	1,6
35	24	0,944	5,0
40	20	0,882	1,8
45	18	0,894	0,5
50	17	0,955	6,3
55	16	0,960	6,8
60	12	0,884	1,6
65	10	0,860	4,3
70	9	0,923	2,7
75	6	0,883	1,8
80	6	0,975	8,5

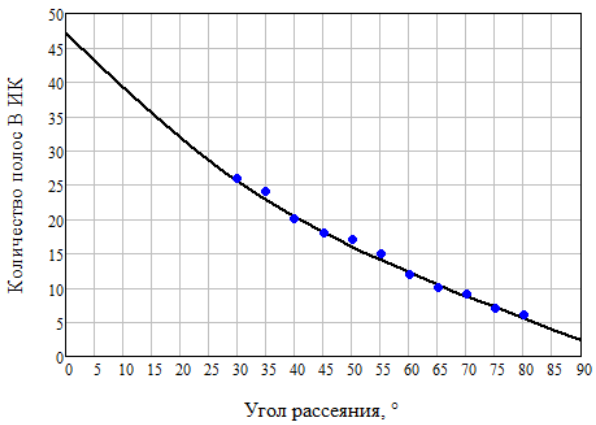


Рис. 2. График зависимости количества интерференционных полос в ИК от угла рассеяния

ПРОГРАММА ОБРАБОТКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН

Программное обеспечение

Программное обеспечение реализовано на языке программирования Python 3. Данный язык выбран благодаря простоте синтаксиса и большому количеству открытых в общий доступ библиотек.

Для основных манипуляций с изображением используется библиотека компьютерного зрения OpenCV [7]. Так как изображение представляется в виде массива, для некоторых обработок удобно использовать библиотеку NumPy [8]. Библиотека Matplotlib используется для сравнения промежуточных результатов в виде изображений и построении графиков при статистической обработке данных.

Сегментация

Разрабатываемое программное обеспечение должно быть способно обрабатывать экспериментальные изображения, снятые по потоку частиц, в таком случае на изображении будет несколько окружностей с ИК, каждая из которых соответствует определенной неоднородности. Для определения диаметров каждой из них необходимо рассматривать каждую ИК отдельно, для этого производится сегментация. Для реализации данной задачи предлагается использовать преобразование Хафа для поиска окружностей. Для более корректной работы метода используется предварительная обработка картины, которая состоит из:

1) вычитаниетемнового кадра, что позволяет убрать шумы матрицы;
2) обрезание части картины, не имеющей полезных сигналов, подобная процедура позволяет сократить время работы программы, за счет обработки изображений меньших размеров;
3) пороговая обработка картины, позволяет устранить некоторые шумы, оставшиеся после вычитания темнового кадра, при этом не ухудшит полезный сигнал, так как предполагается, что яркости последнего гораздо больше, чем выбранный порог;
4) использование пространственных фильтров низких частот, в частности можно использовать как фильтры среднего значения, так и гауссов или медианный фильтр.

После такой обработки получается размытое изображение с очертаниями окружностей. Применив поиск окружностей с помощью преобразования Хафа, возможно получить координаты и размеры окружностей с ИК. Используя эти данные необходимо разбить целое изображение на малые, содержащие только одну ИК, с целью временной оптимизации программы за счет меньшего количества обрабатываемых данных, а также изолированной обработке каждой из картин.

На рис. 3 приведен результат работы описанного в данном пункте алгоритма, примененного к экспериментальному изображению пузырьков воздуха в воде, полученному по методикеIPI.

Фильтрация и поворот ИК

Полезный сигнал от каждой частицы имеет чередующийся характер и занимает большую часть изображения. Таким образом фильтрацию ИК возможно выполнить с помощью частотной фильтрации. Эту задачу удобно реализовать с помощью библиотеки NumPy, в частности с помощью функции двумерного Фурье преобразования. В результате применения данной функции получается Фурье образ изображения, на котором имеются максимумы, соответствующие пространственным частотам распределения яркости в ИК. Выполнив обратное Фурье преобразование, предварительно выделив с помощью маски небольшие

окрестности около центрального максимума и двух максимумов, соответствующим частотам ИК, возможно получить картину без высокочастотных шумов и различных низкочастотных участков, которые не несут полезной информации.

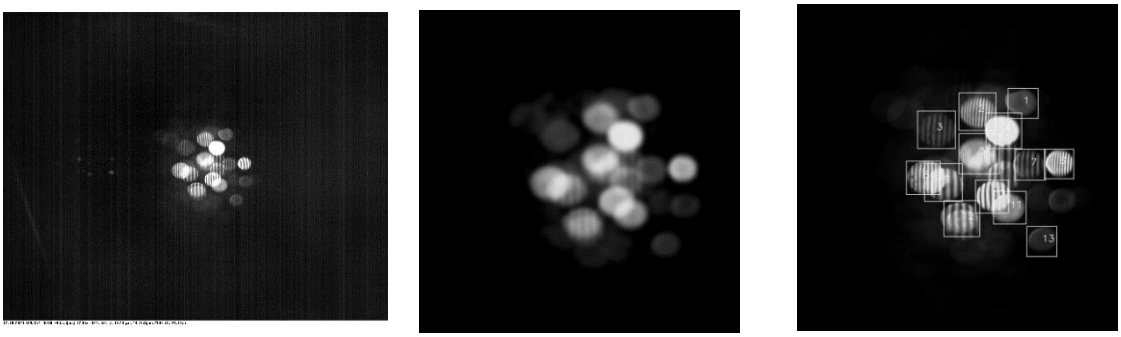


Рис. 3. Пример результата работы части программы, выполняющей сегментацию изображения

В общем случае ИК могут быть повернуты относительно вертикальной оси, поэтому для верного подсчета количества полос, необходимо предварительно осуществить поворот ИК. Использование именно двумерного Фурье преобразования позволяет по положениям максимумов определить угол поворота картины относительно вертикальной оси. Для ИК с вертикальными полосами в смещенном на центр Фурье образе, оба нецентральных максимума находятся на горизонтальной линии, проходящей через центральный максимум. При повороте ИК, поворачивается и спектр, вследствие чего максимумы поворачиваются вокруг центрального на такой же угол, на который повернуты полосы относительно вертикали. Поворот изображения на вычисленный угол осуществляется с помощью аффинных преобразовании.

Пример работы алгоритма с промежуточными результатами представлен на рис. 4.

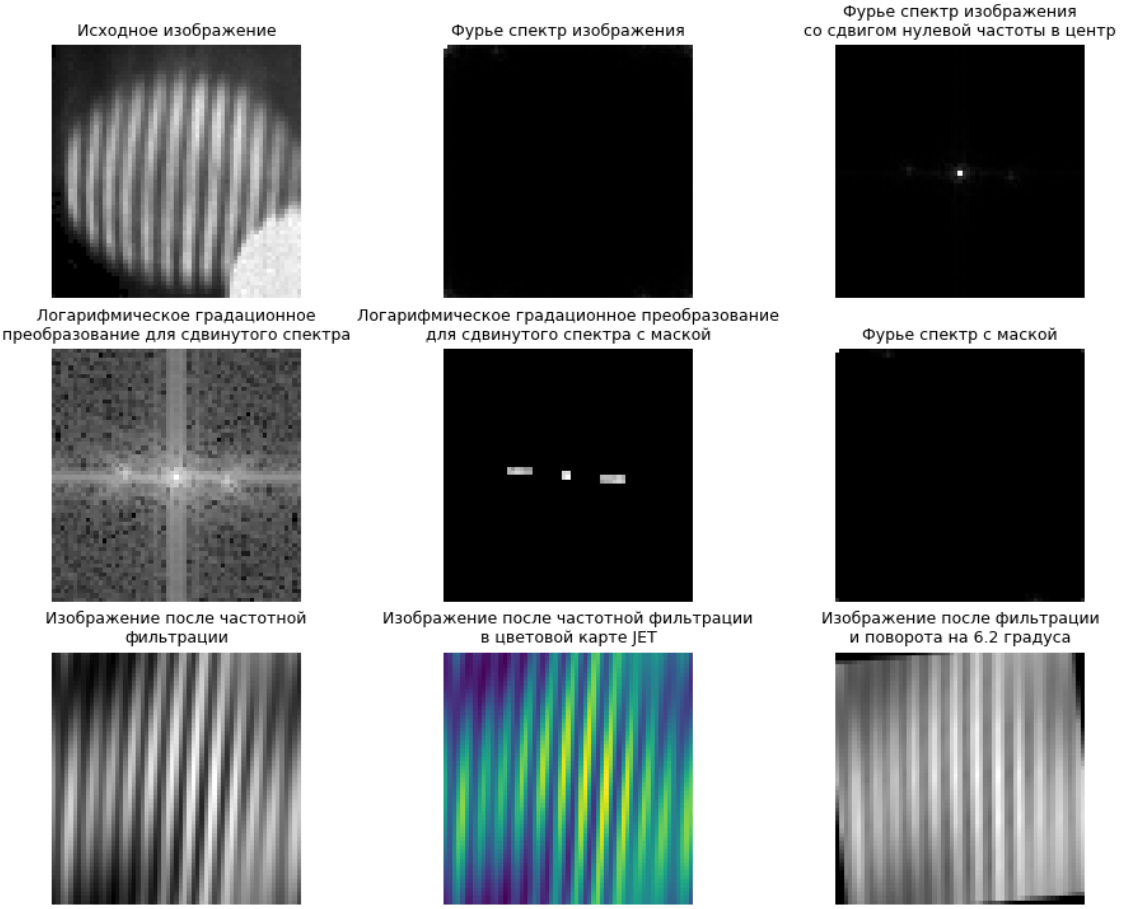


Рис. 4. Результат работы части программы, выполняющей фильтрацию и поворот изображения, на одной ИК

Поиск количества полос

Определение количества полос предлагается реализовывать подсчетом локальных максимумов вдоль линии, проходящей перпендикулярно интерференционным полосам. Этот способ имеет преимущества по сравнению с подсчетом переходов через среднее значение, так как на него не влияют локальные повышения яркости. Однако для уменьшения ошибок необходимо задавать пороговое значение максимума полосы и минимальное расстояние между максимумами полос.

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для апробации работы программы обработки ИК на реальных изображениях был проведен соответствующий эксперимент. В качестве объекта исследования были рассмотрены пузырьки воздуха, образованные с помощью аквариумного аэратора в кювете с водой. В результате измерений, проведенных лазерным интерференционным методом, были получены фотографии ИК потока пузырьков, подобные изображению, приведенному на рис. 3. Далее полученные изображения поочередно обрабатывались согласно вышеописанному алгоритму, при этом основные результаты (название изображения, количество найденных полос и соответствующий диаметр) фиксируются в текстовых файлах.

Для наглядной демонстрации работы программы ниже приведен результат обработки одного из экспериментальных изображений (рис.3) в виде табл.2. При этом следует отметить, что ИК, у которых не были корректно определены количества полос имеют слабо выраженный контраст полос, либо большой частью пересекаются с другой ИК. Полученные количества полос имеют погрешность в среднем в 1 полосу, из-за краевых эффектов и неточностей сегментации.

Табл. 2. Результаты работы алгоритма

Номер ИК в соответствии с рис. 3	Угол поворота ИК от вертикали, °	Количество найденных полос	Определенный диаметр пузырька, мм
1	0	6	0,577
2	5,2	12	1,154
3	0	7	0,673
4	0	6	0,577
5	0	5	0,481
6	5,7	11	1,058
7	0	6	0,577
8	0	11	1,058
9	0	5	0,481
10	0	9	0,866
11	0	6	0,577
12	0	7	0,673
13	5,7	11	1,058

В результате обработки 100 экспериментальных фотографий были собраны статистические данные количества пузырьков в соответствие с их размерами, эти данные представлены в виде столбчатой диаграммы на рис. 5.

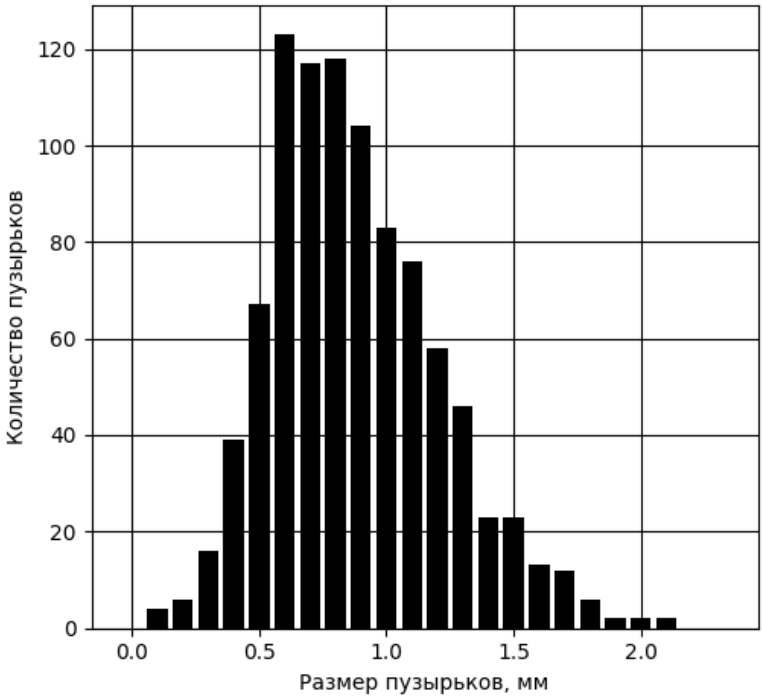


Рис. 5. Гистограмма распределения пузырьков по размерам

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВИДА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫОТ ПЛОСКОСТИ ФОКУСИРОВКИ

Полученный алгоритм во многом базируется на Фурье-обработке, однако существует эффект, который может вносить погрешности в такую обработку. Этот эффект заключается в искривлении ИК по краям картины, пример такой ИК приведен на рис. 6. Для таких ИК алгоритм может не точно определять углы поворота, что приведет к систематической погрешности при обработке множества подобных изображений. Понимание физических процессов, лежащих в основе появления таких эффектов, позволит избежать появления таких картин. Одно из предположений о появлении такой структуры заключается в существовании оптимальной плоскости фокусировки, для которой линии в ИК строго перпендикулярны. Отклонение от оптимальной плоскости влечет за собой появление эффектов, описанных ранее.

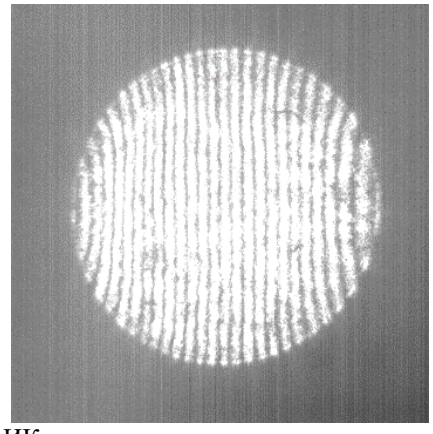


Рис.6. Пример ИК с искривленными линиями по краям окружности

Для проверки данной гипотезы был проведен эксперимент, в котором объект снимался при разных плоскостях фокусировки. В качестве исследуемого объекта использовался пузырек воздуха в стеклянной пластине. Полученные в ходе эксперимента фотографии представлены на рис.7.

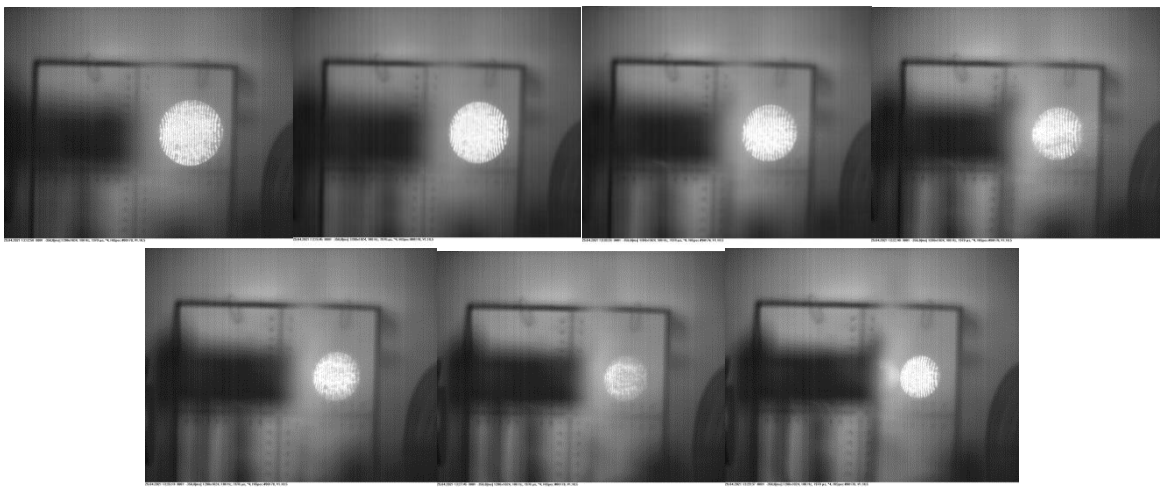


Рис. 7. Изображения пузырька в стекле при различных плоскостях фокусировки

Перед построением Фурье спектров была выполнена предварительная фильтрация изображений ИК [9], алгоритм которой показан на рис.8.

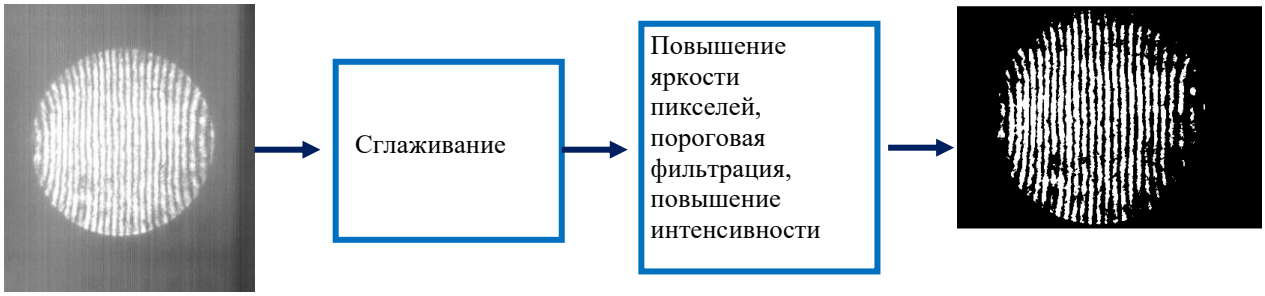
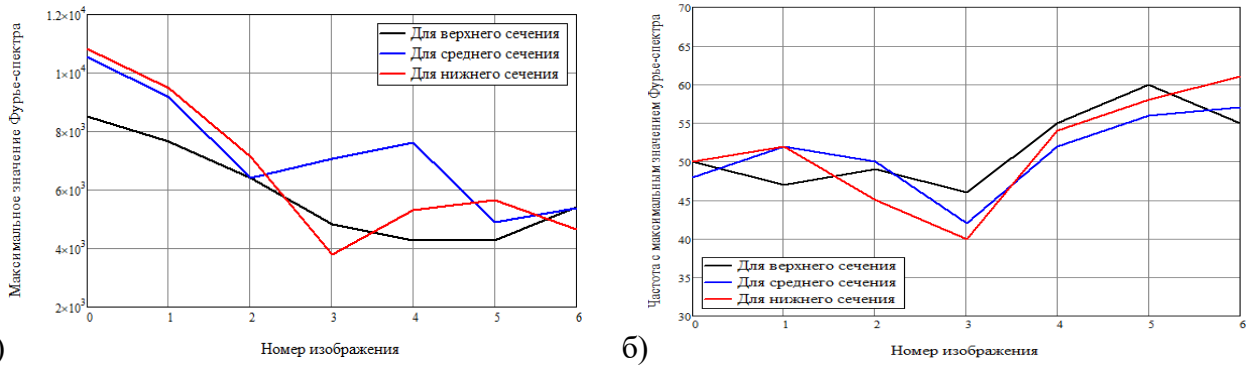


Рис. 8. Алгоритм предварительной фильтрации изображений ИК

После предварительной обработки изображения были построены Фурье спектры для некоторых линий перпендикулярно ИК. По максимуму спектров оценивается частота ИК. Таким образом, были построены зависимости частоты ИК, а также соответствующие им максимумы спектра, от номера изображений в трех сечениях, одно из которых находились в центре ИК, а другие выше и ниже его соответственно. Зависимости представлены на рис. 9.



а) б)

Рис. 9. Зависимости максимумов (а) и соответствующих им частот (б) Фурье спектров для различных участков ИК

По полученным графикам видно, что максимумы и соответствующие им частоты Фурье спектров практически не зависят от номера изображения, а значит и от плоскости фокусировки. Небольшие отличия можно интерпретировать как влияние шумов на изображения, усложняющие обработку изображений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе подробно описан принцип работы алгоритма автоматизированной обработки изображений, полученных лазерным интерференционным методом. Приведены промежуточные и итоговые результаты работы апробации алгоритма на экспериментальных изображениях, полученных при диагностике газожидкостного потока, сформированного с помощью аквариумного аэратора в кювете с водой. Приведена гистограмма распределения пузырьков по размерам в исследуемой области, полученная с помощью разработанного алгоритма. Опровергнута теория о влиянии плоскости фокусировки на искривления интерференционной картины по краям окружностей на изображении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Buttner L, Bauer C., Voigt A., Czarske J., Muller H, Pape N., Strunck V.** Precise flow rate measurements of natural gas under high pressure with a laser Doppler velocity profile sensor / Springer-Verlag, 2008, pp.1103-1115
2. **Знаменская И.А.** Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор. // Научная визуализация, 2021, т. 13, № 3, стр.125 – 158
3. **Kulkarni A., Megaritis T., GanippaL.C.** Insights on the morphology of air-assisted breakup of urea-water-solution sprays for varying surface tension / International Journal of Multiphase Flow, 133, 2020, p.11
4. **Rui M. Jie X. Baozhen G.** Diffraction glare points: Diffraction glare points: Principle and application in particle sizing / Optical Express 26(18), 2018, pp. 22816-22825.
5. **Баталов В.Г., Степанов Р.А., Сухановский А.Н.** Оптические измерения размеров капель в факеле распыла топливной форсунки // Вестник Пермского университета. 2017. вып. 3(37). С. 40-47.
6. **Михалев А.С.** Оптико-электронный комплекс одновременного измерения параметров движущихся пузырьков газа или капель жидкости, 2009.138 с.
7. **Bradski G. and Kaehler A.** Learning OpenCV // O'Reilly Media. Sebastopol, 2008. First Edition. 556 p.
8. **Bressert E.** SciPy and NumPy // O'Reilly Media. Sebastopol, 2012. First Edition. 57 p.
9. **Красильников Н.Н.** Цифровая обработка 2D- и 3D- изображений // СПб.: БХВ-Петербург, 2011. 608 с. ISBN 978-5-9775-0700-4

Sofuev D.V., Usmanova Sh.Sh., Kuchmenko A.V., Skornyakova N.M.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennayast., 14, E-mail: SofuyevDV@mpei.ru

DEVELOPMENT OF IMAGE PROCESSING ALGORITHM FOR LASER INTERFERENCE METHOD

The work is devoted to the development of an algorithm for automated image processing of the laser interference method. A detailed description of the principle of operation of the algorithm is given, as well as the results of testing the algorithm on experimental images obtained by the laser interference method when diagnosing a gas-liquid flow formed using an aquarium aerator in a cuvette with water. The existence of the dependence of the curvature of the interference fringes on the focusing plane is refuted.

INTERFEROMETRIC PARTICLE IMAGING, AUTOMATED IMAGE PROCESSING, IMAGE FILTERING

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26 — 30 июня 2023 г.

УДК 53.082.54

Дегоян С.С., Софуев Д.В., Скорнякова Н.М.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: DegoyanSS@mpei.ru

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА АНЕМОМЕТРИИ ПО ИЗОБРАЖЕНИЮ ЧАСТИЦ К ИССЛЕДОВАНИЮ ОБТЕКАНИЯ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

АННОТАЦИЯ

Работа посвящена исследованию обтекания шероховатых поверхностей с помощью метода анемометрии по изображению частиц. Основным преимуществом данного метода является возможность регистрировать поле мгновенного пространственного распределения скоростей при отсутствии возмущающего влияния на воздушный поток, что позволяет использовать его для исследования сложных турбулентных течений. В ходе работы были проведены экспериментальные исследования, демонстрирующие обтекание поверхностей, в зависимости от шероховатостей. Результаты исследования могут быть применены в отраслях авиационной техники и в любых других областях, связанных с изучением обтекания тел.

АНЕМОМЕТРИЯ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ, ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ, ШЕРОХОВАТОСТЬ ПОВЕРХНОСТЕЙ

ВВЕДЕНИЕ

Анемометрия по изображению частиц находит широкое применение при проведении исследований в различных областях науки и техники, чаще всего применяется для исследования потоков газов и жидкостей [1-3]. При обтекании тела происходят изменения воздушного потока, которые зависят от формы, размеров и структуры поверхности тела, а также от скорости потока, плотности и вязкости среды и т.д. Так в работе [4] проводится измерение параметров газовой среды оптическими методами и исследуется движение реальных частиц в потоке. В результате обработки экспериментальных изображений, авторами был сделан вывод, что на траекторию движения потока влияет масса и концентрация частиц.

Важным параметром является характер течения, так как появление вихрей в турбулентном потоке часто приводит к возникновению нежелательных явлений - тряске поверхностей летательного аппарата и раскачке конструкции. Работы [5–8] посвящены определению влияния перпендикулярно установленной пластины на параметры течения перед ней и за ней, что обусловлено использованием конструкций в качестве заграждений от ветра, а также мембран в фильтрах и трубопроводах. Экспериментальные исследования проводили с использованием PIV-метода. Авторы продемонстрировали, что на структуру течения и аэродинамические характеристики органов управления в форме плоских пластин оказывают

существенное влияние: скорость потока, степень перфорации, толщина пластины, а также другие параметры.

В статье [9] зарегистрировано влияние «фрактальной» поверхности на структуру потока Проведены сравнения с испытаниями модели, изготовленной из абразивного промышленного материала с гауссовой функцией распределения высот, а также с гладкой моделью, изготовленной из стекла. Измерения показали заметное отличие влияния на поток данных моделей и моделей с фрактальной структурой шероховатости.

Целью данного исследования является применить метод анемометрии по изображению частиц к обтеканию шероховатых поверхностей и выяснить какое влияние оказывается на воздушный поток. Получить экспериментальные изображения потоков, обтекающих пластин с разными типами шероховатости. Итогом работы является обработка результатов экспериментальных исследований с целью получения набора поля скоростей потоков, обтекающих пластины с разными шероховатостями.

МЕТОД И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Принцип работы метода анемометрии по изображениям частиц (АИЧ, *Particle Image Velocimetry – PIV*) основан на предварительном введении частиц-трассеров малого размера в поток среды и последующем наблюдением за траекториями их движения [10]. Для анемометрии по изображениям частиц измерений исследуемая область освещается лазерной плоскостью, в которой производится измерение смещения частиц за известное время между двумя последовательными кадрами. В результате последующей обработки полученных изображений может быть найдено смещение частиц за время, прошедшее между двумя кадрами.

Схема экспериментальной установки, применяемой для исследований потоков методом АИЧ, представлена на рис. 1. В качестве источника излучения в данном комплексе используется Nd:YAG–лазер, работающий на двух длинах волн – 532 нм; 1064 нм (частота следования пар импульсов 6 Гц, длительность импульсов 6÷9 нс с энергией в импульсе 150 мДж, задержка между импульсами в паре 0,01 с). Оптическая система, расположенная после лазера, формирует лазерную плоскость, с помощью которой освещается двумерное сечение исследуемой среды, содержащей в себе частицы-трассеры. Положения частиц в каждый момент времени регистрируются при помощи камеры с разрешением 5 Мп и разрядностью 12 бит. Камерой поддерживается *PIV* режим, при использовании которого время между кадрами варьируется в программном обеспечении. Для получения изображений с большими пластинами был использован объектив с фокусным расстоянием 50 мм, также используется светофильтр на длину волны 532 нм. Для малых пластин использовался модульный объектив, собранный в конфигурации, позволяющей снимать изображения с полем зрения 10,5×8 мм. Единую работу всех компонентов комплекса обеспечивает блок синхронизации.

Для извлечения информации о скорости потока из полученных экспериментальным путем изображений проводится их обработка с помощью компьютера, на котором установлено программное обеспечение DaVis 8.1. Обработка изображений подсвеченных лазерным излучением частиц, зарегистрированных в два различных момента времени, проводится при помощи кросскорреляционного метода. Кросскорреляция – это метод, позволяющий с помощью корреляционной функции рассчитать векторное поле смещения двух изображений относительно друг друга.

Функция корреляции функций I_1 и I_2 в общем случае рассчитывается по формуле:

$$C(dx, dy) = \iint_{-\infty}^{+\infty} I_1(x, y) I_2(x + dx, y + dy) dx dy. \quad (1)$$

где I_1 , I_2 – двухмерные функции распределения яркости на изображениях. Так как изображения регистрируются с помощью светочувствительной матрицы, функции

распределения яркости являются дискретными, а не непрерывными. Для дискретной функции корреляции интегрирование заменяется суммированием:

$$C(\Delta x, \Delta y) = \sum_{x=0}^{n} \sum_{y=0}^{n} I_1(x, y) I_2(x + \Delta x, y + \Delta y). \quad (2)$$

Корреляционная функция позволяет найти смещение частиц-трассеров на двух последовательных кадрах [11]. Изображение, используемое в кросскорреляционном методе, можно представить в виде множества одинаковых по размеру и высоте пиков на нулевом фоне (в идеальном случае).

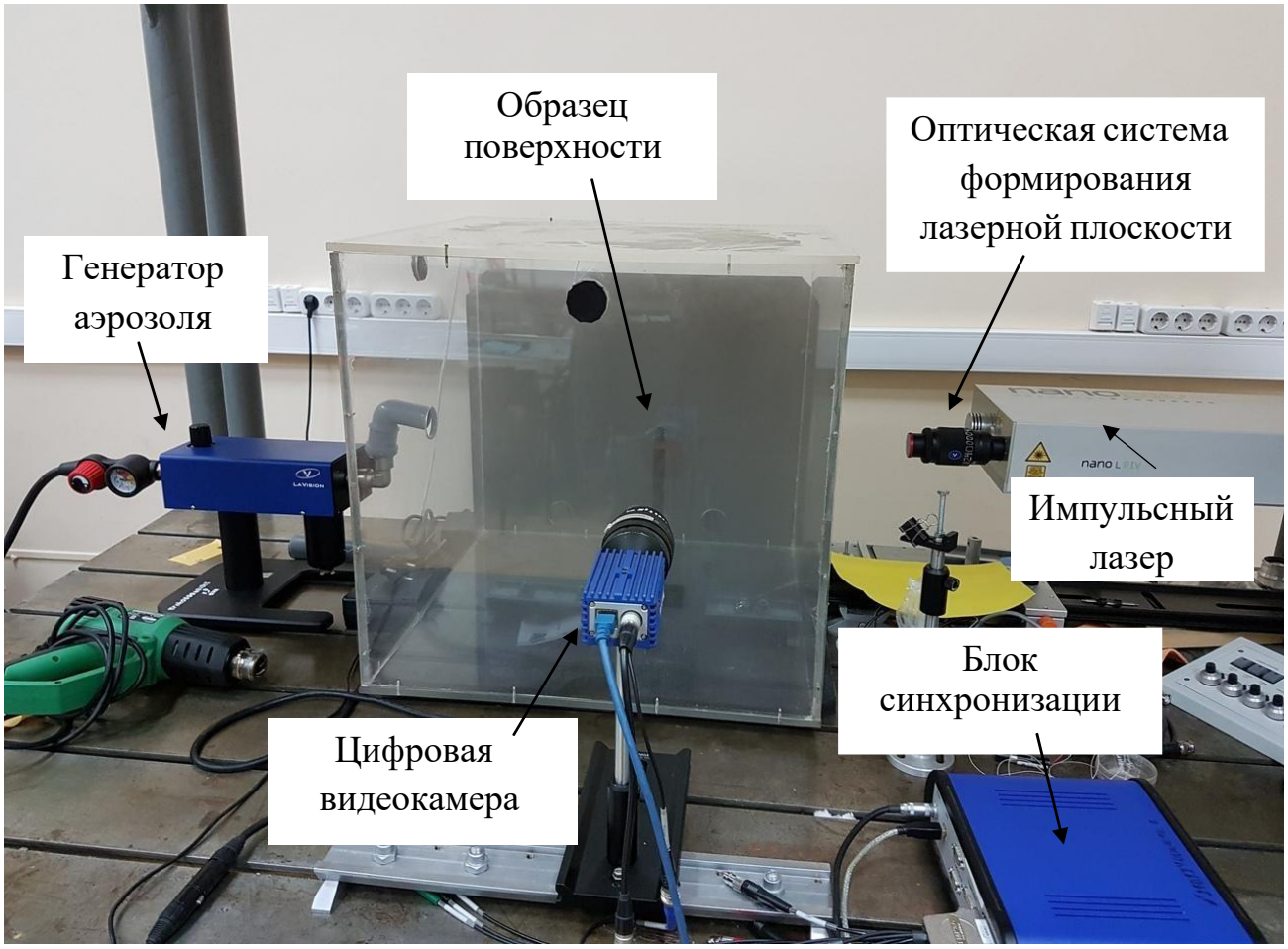


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Рассмотрим двухмерный случай. Пусть имеются два изображения, каждое из которых разбивается на равные квадраты, именуемые окнами опроса, на которых запечатлена группа движущихся элементов – частиц (рис. 2). Примем в качестве идеализации, что группа частиц движется, не меняя своей общей формы.

Фиксируем второе окно опроса, а первое будем смещать относительно второго. Так как окна опроса имеют конечные размеры, диапазон смещений, в котором рассчитывается корреляционная функция, имеет смысл, только если при соответствующем смещении окон опроса площадь их пересечения будет ненулевой (т.е. окна должны пересекаться). Отсюда, данная область смещений, называемая корреляционным полем, имеет размер, в два раза превосходящий размер окна опроса. На рис. 2 у окон опроса для удобства показаны центры (при этом смещением являются координаты вектора, проведенного из центра второго окна к центру первого окна опроса). Представим, что оба окна опроса совмещены – это нулевое смещение, и оно соответствует центральной точке (началу координат) на корреляционном поле. Теперь будем смещать первое окно опроса в различных направлениях. При некоторых смещениях можно прийти к ситуации, когда при наложении окон опроса перекрывается по

одному изображению частицы с каждого окна, и в соответствующей точке корреляционного поля получается небольшой максимум (речь идет конкретно о примере группы частиц на рис. 2, в произвольном случае может перекрыться и большее количество изображений частиц).

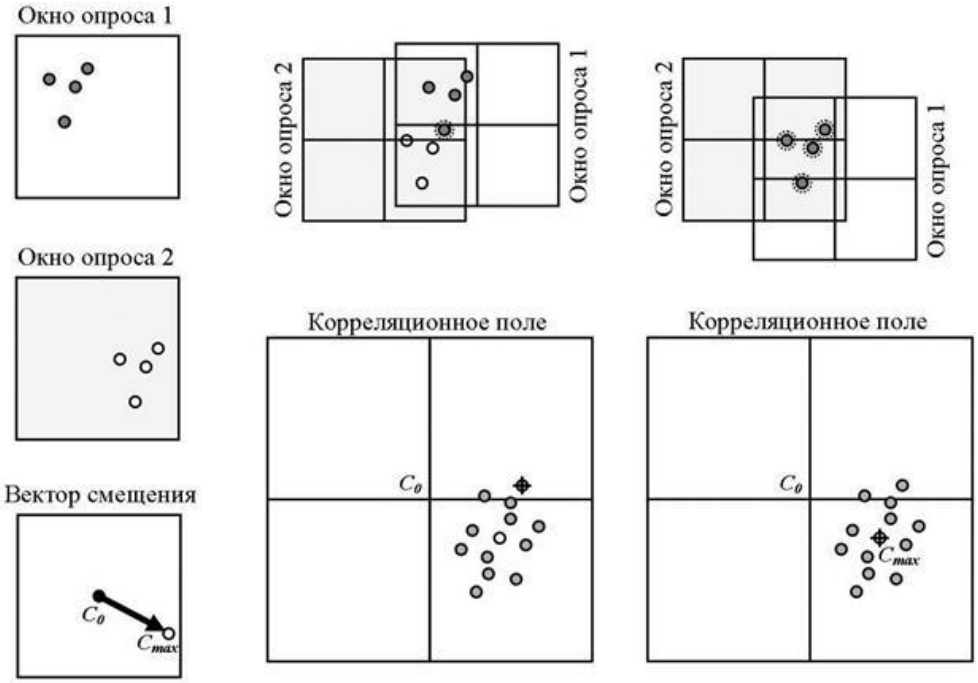


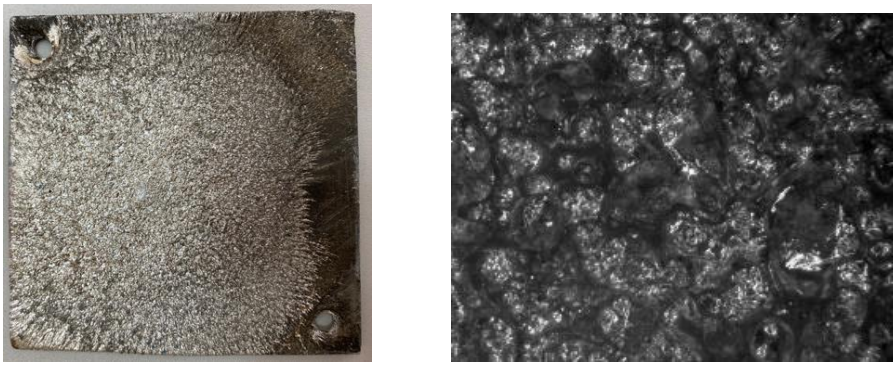
Рис. 2 – Схема, поясняющая связь между корреляционной функцией и вектором смещения изображений C_0 – центр корреляционного поля, C_{max} – корреляционный максимум; перекрывающиеся пары пиков выделены пунктиром; крестом показано положение точки, в которой рассчитывается корреляционная функция; а) – случай, когда перекрывается одна пара пиков; б) – случай, когда перекрываются все пары пиков [11]

Если же взять смещение окон, соответствующее реальному вектору смещения группы движущихся частиц, то, как нетрудно догадаться, произойдет совмещение всех изображений частиц. В соответствующей точке корреляционного поля будет максимум с большим по величине значением. Отсюда следует основной принцип метода кросс-корреляции: для двух окон опроса с изображением движущихся мелких элементов рассчитывается корреляционная функция (корреляционное поле с началом координат в центре поля), затем в этом поле ищется максимальный пик, координаты которого будут координатами вектора смещения группы элементов.

Естественно, что в реальных фотографиях присутствуют шумы (т.е. пики), участвующие в корреляции и приводящие к появлению шумов на корреляционном поле; также, в отличие от показанной выше модели, в реальности группа частиц при движении меняет свою форму, и перекрытия всех изображений элементов не получится. Но если фотографии имеют высокий контраст (что снижает влияние шумов), достаточное большое количество изображений элементов и правильно подобранный размер окна опроса, то положение корреляционного пика будет соответствовать смещению частиц-трассеров на изображениях.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве объекта исследования используются несколько видов пластин с различными типами поверхности. Первая – обработанная плазмой поверхность, пластины прямоугольной формы, размером 10х9,5 см, предоставленная кафедрой общей физики и ядерного синтеза НИУ «МЭИ» (рис. 3). Вторая пластина – гладкая, размером 8,5х3,5 см (рис. 4).



а) б)

Рис. 3. Первый образец пластины: а) – снимок поверхности пластины; б) – изображение, полученное на оптическом микроскопе

Рис. 4. Второй образец пластины – снимок поверхности пластины

Третья пластина круглой формы, поверхность которой обработана плазмой. Четвертая пластина с поверхностью подвергнутой лазерной обработке. Пятая пластина имеет гладкую поверхность. Диаметр круглых пластин 3 см. Образцы пластин представлены на рис. 5.

а) б) в)

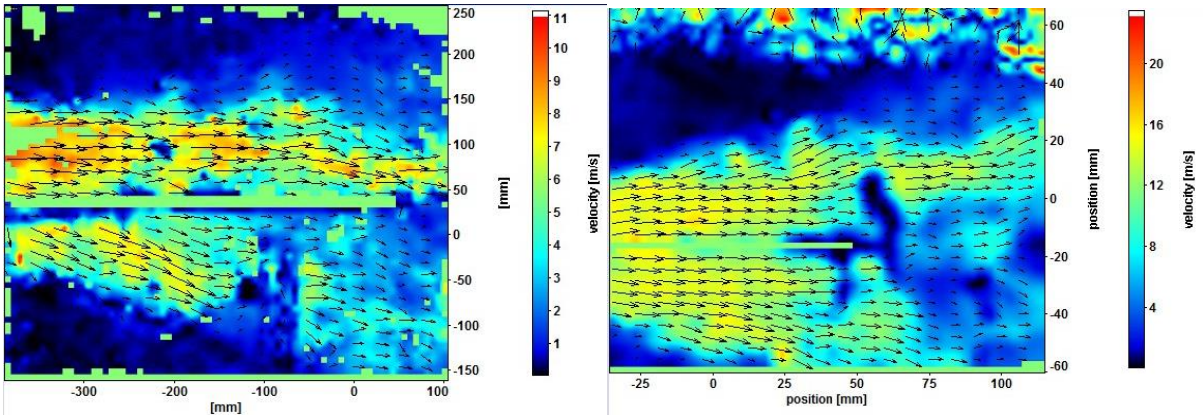
Рис. 5. Образцы пластин: а) – пластина с гладкой поверхностью; б) – пластина поверхность которой обработана лазером; в) – пластина поверхность которой обработана плазмой

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В результате проведения экспериментов, состоявших в физическом моделировании процесса обтекания образцов поверхностей с различной степенью шероховатости, были получены изображения потока воздуха, обтекающего данные образцы. Максимальная скорость потока достигала 11 метров в секунду. Время между двумя кадрами 20 мкс. Обработка производилась при следующих параметрах: двухэтапная кросс-корреляция, размер области опроса составлял 64 на 64 пикселя, перекрытие равнялось 32 пикселя (50%).

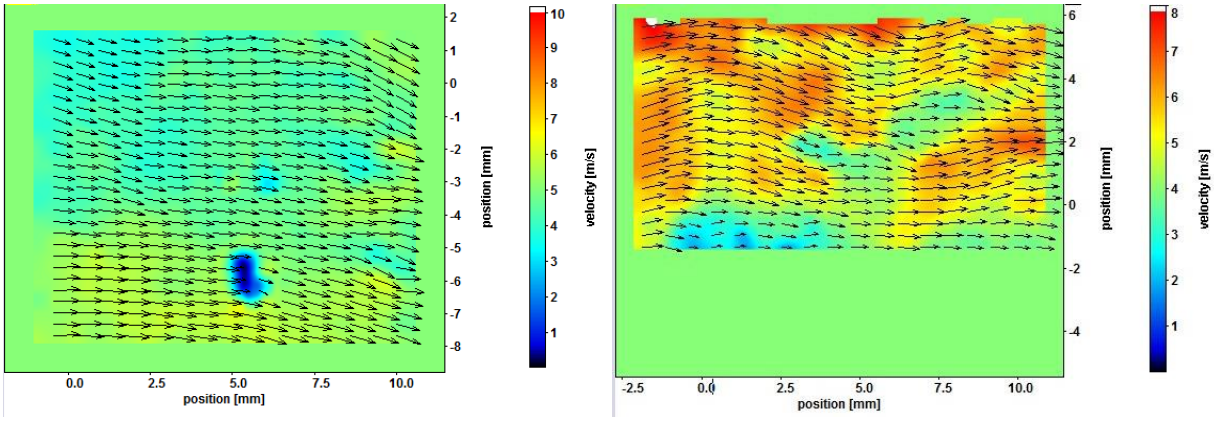
Пример экспериментально полученного изображения прямоугольной пластины, поверхность которой обработана плазмой представлен на рис. 6а. Аналогично было получено изображение для гладкой пластины прямоугольной формы (рис. 6 б). Пример обработанного изображения потока без образца представлен на рис. 7а. Видно, что при отсутствии образца

вектора направлены горизонтально. Область пониженных скоростей («синее пятно» рис. 7а) связано с дефектом на объективе. Измерения и обработка пластин круглой формы обработанной плазмой поверхности (рис. 7–8). На данных изображениях наблюдается понижение скоростей и отклонение векторов при столкновении потока с передней частью пластины. При обработке результатов накладывались маски определяющие области поиска векторов. Маски располагались по границе пластины.



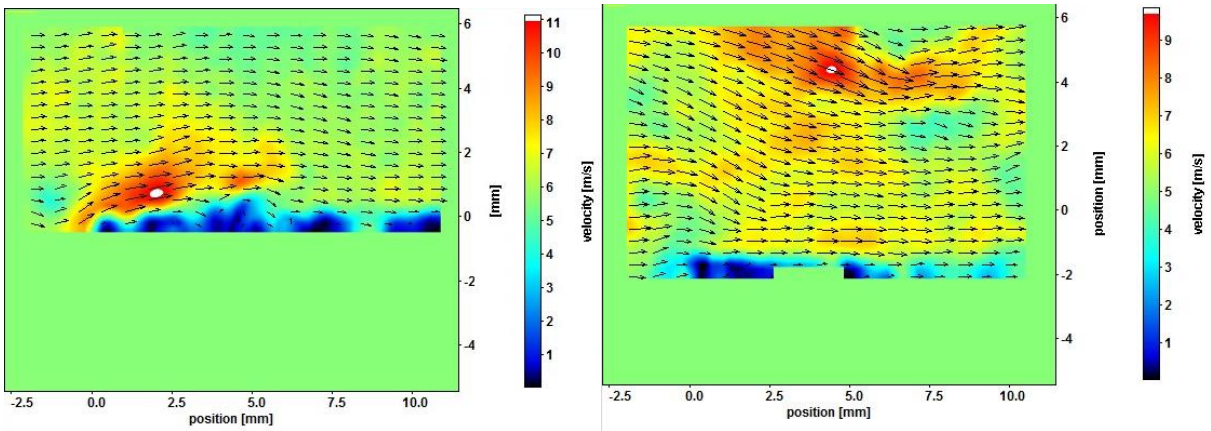
а) б)

Рис. 6. Пример экспериментально полученного изображения:
а) Прямоугольной пластины с обработанной плазмой поверхностью; б) Гладкой прямоугольной пластины



а) б)

Рис. 7. Пример экспериментально полученного изображения:
а) Обработанное изображение воздушного потока без пластины; б) Гладкой пластины круглой формы



а) б)

Рис. 8. Пример экспериментально полученного изображения:
а) Пластины круглой формы с обработанной плазмой поверхностью; б) Пластины круглой формы с поверхностью подвергнутой лазерной обработке

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы, получены результаты исследований потоков вдоль различных видов поверхностей, описан алгоритм кросскорреляционной обработки изображений, приведено описание экспериментальной установки, используемой для получения поля скоростей методом АИЧ. Продемонстрированы экспериментальные изображения, а также результаты их обработки в виде двумерных векторных полей.

Следует отметить, что для пластин с разной структурой поверхности видны различия в скорости потока, траектории векторов вблизи поверхности пластины, но они не позволяют сделать вывод о характере влияния поверхности, так как недостаточно стабильна структура потока. Для дальнейшей работы планируется провести улучшение экспериментального стенда позволяющего поддерживать стабильный ламинарный поток. Работа выполнена в рамках программы ПНИ НИУ МЭИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Raffel M.**, Willert, C., Scarano F., Kahler C., Wereley S., Kompenhans, J. Particle Image Velocimetry - A Practical Guide. Berlin, Springer, 2018, 669 p.
2. **Знаменская И.А.** Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор. [Электронный ресурс] // Научная визуализация. 2021. № 3. С. 6–9.
3. **Троицкая Ю.И.**, Сергеев Д.А., Ермакова О.Ю. Статистические параметры турбулентного пограничного слоя воздуха над крутыми водяными волнами, измеренные методом PIV // J. Phys. Oceanogr. 2011. V. 41. P. 1421–1454.
4. **Мочалов А.А.**, Захаров А.Ю., Вараксин А.Б., Обработка визуальных экспериментальных PIV-данных с помощью генератора случайных синтетических частиц // Научная визуализация. 2021. № 5. С. 27–34.
5. **Калугин В.Т.**, Луценко А.Ю., Калугина М.Д., Назарова Д.К., Слободянюк Д.М. Аэродинамические характеристики перфорированных органов управления летательных аппаратов при дозвуковых скоростях обтекания // Инженерный журнал: Наука и инновации. 2022. С. 2–9.
6. **Prutviraj U.,** Yaragal S., Nagaraj M.K. Numerical prediction of air flow through perforated plates on a flat surface // International Journal of Innovative Research in the Field of Science, Technology and Technology. 2013. №. 2. P. 2863–2869.
7. **Dong Z.,** Luo V., Qian G., Wang H. Modeling of average velocity fields in a wind tunnel behind vertical porous fences // Meteorology. 2007. №. 146. P. 82–93.
8. **Ozakhi E.** Analysis of pressure loss through perforated plates at moderate Reynolds numbers in the turbulent flow regime // Flow measurement and instruments. 2015. №. 43. P. 6–13.
9. **Брутян М.А**., Будаев В.П., Волков А.В., Житлухин А.М., Карпов А.В., Климов Н.С., Меньшов И.С., Подковыров В.Л., Урусов А.Ю., Успенский А.А., Устинов М.В. Влияние фрактальной микроструктуры обтекаемой поверхности на характеристики турбулентного пограничного слоя // Ученые записки ЦАГИ. 2013. Т. XLIV. № 4. С. 15.
10. **Wieneke, B.** PIV uncertainty quantification from correlation statistics B. Wieneke // Measurement Science and Technology. 2015. V. 26, № 7. P. 074002.
11. **Сычев Д.Г.**, Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Скорнякова Н.М. Визуализация вихревых структур методом анемометрии по изображениям частиц // Научная визуализация. 2015. С. 3–7.

Degoyan S.S., Sofuev D.V., Skornyakova N.M.

National Research University "MPEI", Russia,
111250, Moscow, Krasnokazarmennaya str., 14, E-mail: DegoyanSS@mpei.ru

USING OF THE PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY METHOD TO THE STUDY OF FLOW AROUND ROUGH SURFACES

ANNOTATION

This study is devoted to the application of the particle image velocimetry method to the study of the flow around rough surfaces. The main advantage of this method is the ability to register the field of instantaneous spatial velocity distribution in the absence of a disturbing effect on the air flow, which allows it to be used for the study of complex turbulent flows. During the study, experimental work was carried out demonstrating the patterns that occur when the surface flows, depending on the degree of roughness. The work is relevant, since the results of the study can be applied in the fields of aerospace, aerodynamic engineering and in any other areas related to the study of the flow of bodies. The scientific novelty lies in the creation of an experimental installation on which the PIV method is implemented. In this paper, the author examined, with the help of an optical microscope, a plasma-treated surface. An experiment was carried out and several images of the flow were obtained.

PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY, VELOCITY FIELD, ROUGHNESS OF SURFACES

Семнадцатая Международная научно-техническая конференция
«Оптические методы исследования потоков»
Москва, 26–30 июня 2023 г.

УДК 681.772

Шматко Е.В., Еремин Д.В., Печинская О.В., Поройков А.Ю., Лапицкая И.А.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия,
111250, Москва, Красноказарменная ул., 14, E-mail: poroykovay@gmail.com

РАЗРАБОТКА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ ВИДЕОКАМЕРЫ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЕКАЛИБРОВКИ ВНУТРЕННИХ ПАРАМЕТРОВ СТЕРЕОСИСТЕМЫ

АННОТАЦИЯ

Измерения в присутствии повышенной вибрации, например в летных испытаниях, часто требуют применения специальных методик, позволяющих нивелировать сложные условия и сохранить высокий уровень точности. Эти требования относятся и к оптическим измерениям, в том числе фотограмметрическим. Последний вид измерений применяется для определения трехмерных координат объектов по их двумерным изображениям. Одним из наиболее распространенных подходов к реализации фотограмметрического метода является использование системы стереокамер. Он использует априорную информацию об оптической системе камер и их взаимном расположении для восстановления трехмерных координат измеряемого объекта. Во время эксперимента воздействие повышенной вибрации на стереосистему может вызвать декалибровку – изменение действующих значений параметров стереосистемы. Это в свою очередь, приведет к увеличению погрешности измерения. Настоящая работа посвящена разработке специализированной видеокамеры для физического моделирования декалибровки внутренних параметров оптической системы. Представлены результаты разработки видеокамеры и ее верификации с помощью физического моделирования.

ФОТОГРАММЕТРИЯ, СТЕРЕОСИСТЕМА, ДЕКАЛИБРОВКА, ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, СПЕЦИАЛИЗИРОВАННАЯ ВИДЕОКАМЕРА

ВВЕДЕНИЕ

В методе фотограмметрии [1] часто используется стереосистема видеокамер для получения трехмерных координат объекта по его двумерным изображениям. При восстановлении трехмерных координат используется дополнительная априорная информация о параметрах стереосистемы камеры – калибровочные коэффициенты в виде одной или нескольких матриц. Параметры делятся на внутренние и внешние. К внутренним параметрам камеры относят фокусное расстояние объектива, координаты точки пересечения оптической оси объектива со светочувствительной матрицей, масштабный коэффициент и отношение сторон пикселя.

Во время эксперимента воздействие повышенной вибрации на стереосистему, например, во время летных испытаний [2], может создать декалибровку, т.е. изменение действующих значений параметров стереосистемы. Это в свою очередь, приведет к увеличению погрешности измерения, так как параметры стереосистемы определяются с помощью

процедуры калибровки до или после эксперимента. В случае декалибровки действующие значения и значения, определенные в ходе калибровки, будут отличаться.

Влияние этого эффекта на результаты измерений можно компенсировать проведением процедуры рекалибровки, заключающейся в оптимизации параметров стереосистемы для минимизации ошибки триангуляции. В работе [3] описывается рекалибровка для системы технического зрения, состоящей их нескольких камер. Внешние параметры пересчитываются для камеры, меняющей свое положение, с использованием информации с других камер, которые не перемещались. В работе [4] приведены результаты летных измерений деформаций крыла летательного аппарата VUT100 Cobra. В ходе испытаний продемонстрировано влияние декалибровки камер стереосистемы во время полета на рост погрешности измерений. На основе экспериментальных изображений была проведена процедура рекалибровки, которая позволила в значительной мере снизить ошибку триангуляции. Основным недостатком такого подхода является отсутствие верификации результатов измерений при применении процедуры рекалибровки.

В предыдущих работах, посвященных исследованию влияния декалибровки на результаты фотограмметрических измерений, проводилось компьютерное моделирование для оценки влияния внешних [5] и внутренних [6] параметров стереосистемы. Также были проведены исследования по физическому моделированию влияния внешних [7] параметров. Для проведения аналогичных экспериментов для внутренних параметров необходима разработка специализированной видеокамеры, чему и посвящена эта работа. При разработке видеокамеры решались следующие задачи:

- подбор светочувствительной матрицы для видеокамеры;
- разработка компьютерной модели видеокамеры и её составляющих;
- сборка макета видеокамеры;
- проведение экспериментальных исследований по верификации разработанной видеокамеры.

Разработанная специализированная видеокамера будет использована для физического моделирования определения влияния декалибровки на результаты фотограмметрических измерений, в том числе для отработки алгоритмов компенсации декалибровки для повышения точности измерений.

РАЗРАБОТКА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ ВИДЕОКАМЕРЫ

Основным требованием к разрабатываемой видеокамере была возможность контролируемого перемещения светочувствительной матрицы камеры в перпендикулярной плоскости относительно оптической оси объектива. Такое перемещение должно моделировать изменение внутренних параметров видеокамеры. Для этого было решено использовать два линейных транслятора для перемещения матрицы относительно объектива. Объектив относительно корпуса камеры должен быть неподвижен. Такая конструкция упрощает проведение эксперимента, так как отсутствует необходимость юстировки системы после каждого сдвига матрицы относительно объектива. Также это больше соответствует реальному процессу декалибровки, когда матрица имеет меньшее смещение относительно корпуса, чем объектив в условиях сильных вибраций.

При разработке 3D модели камеры было разработано крепление для объектива, которое соединяется с задней неподвижной стороной линейного транслятора. Это крепление также предусматривает в нижней части соединение со штативом. На рис. 1 представлен внешний вид компьютерной модели видеокамеры.

Для реализации камеры была выбрана бескорпусная камера Mars 6000 на базе КМОП матрицы Sony IMX178 с разрешением 3072×2048 пикселей, размер пикселя 2,4 мкм × 2,4 мкм, скорость съемки 60 кадров в секунду, интерфейс подключения USB 3.0. В качестве линейных трансляторов были использованы трансляторы X-LSM050A фирмы Zaber с максимальным ходом 50 мм, дискретностью перемещения 0,047625 мкм и повторяемостью перемещения не менее 3 мкм.

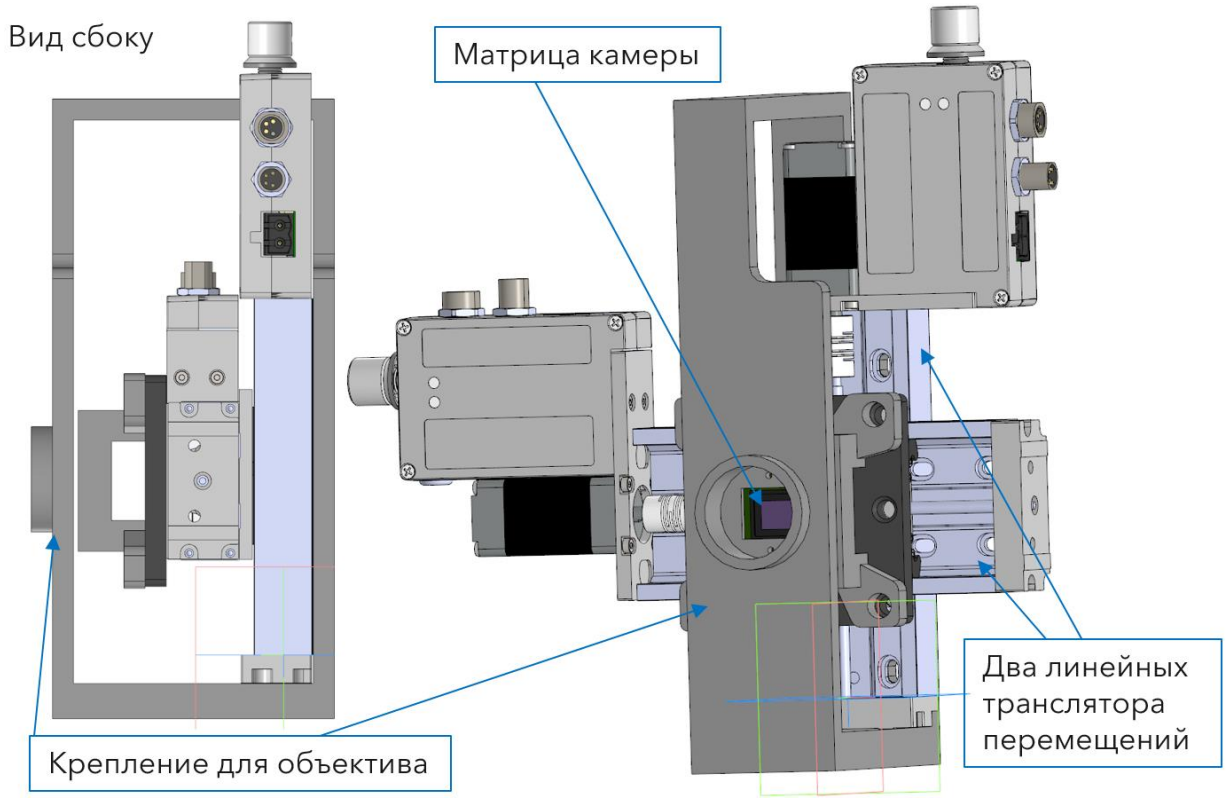


Рис. 1. Внешний вид компьютерной модели специализированной видеокамеры

После разработки трехмерной модели была проведена сборка макета камеры. Крепление под объектив и штатив, корпус матрицы были напечатаны на 3D принтере. Отверстие под объектив было вырезано соответствующим метчиком под стандарт резьбового крепления объективов – C-mount. Фотографии внешнего вида макета камеры, установленной на штатив приведен на рис. 2.

Рис. 2. Внешний вид собранного макета специализированной видеокамеры

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ РАЗРАБОТАННОЙ ВИДЕОКАМЕРЫ

Для верификации собранного макета камеры использовалась установка для определения деформаций формы поверхности с помощью метода фотограмметрии [8]. В качестве исследуемой формы используется имитатор деформируемой поверхности, состоящий из 8 сервоприводов и закрепленного на них листа с фоновым экраном. Изображения фонового экрана регистрируются двумя камерами, одна из которых разработанная для физического моделирования декалибровки внутренних параметров системы (рис. 3). Вторая камера в стереосистеме – камера VCXG-32M фирмы Baumer на базе КМОП матрицы Sony IMX265 с разрешением 2048×1536 пикселей, размер пикселя 3,45 мкм × 3,45 мкм, скорость съемки 39 кадров в секунду, интерфейс подключения Ethernet.

Рис. 3. Фотография экспериментальной установки с разработанной видеокамерой

После регистрации изображений, они обрабатываются с помощью программного обеспечения DeformVision, разработанного в нашей рабочей группе [9]. На рис. 4 приведена стереопара изображений, полученная в ходе экспериментальной верификации созданного макета видеокамеры. Обработка изображений проводилась с помощью кросс-кореляционного анализа на основе метода корреляции фоновых изображений (МКФИ) [8], в англоязычных источниках – Image Pattern Correlation Technique (IPCT) [2] с применением кодовых маркеров.

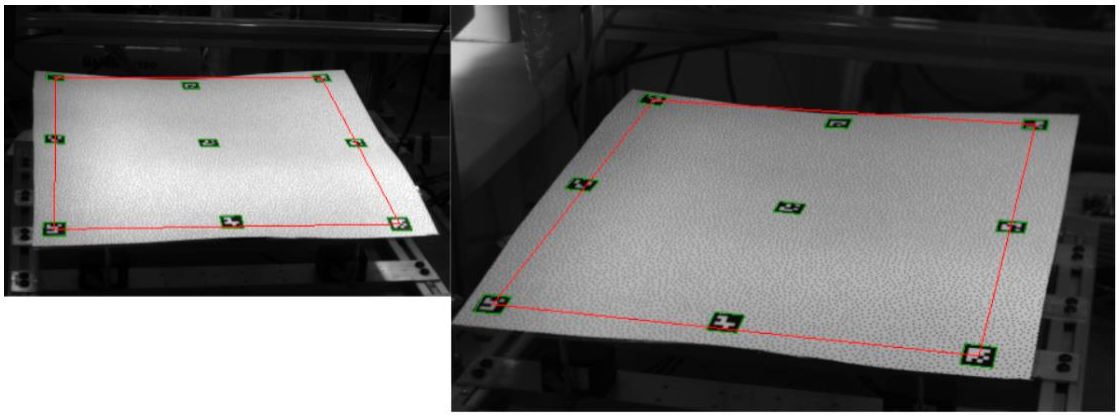


Рис. 4. Изображения, полученные с цифровых видеокамер (справа – вид с разработанной камеры)

На рис. 5 представлены результаты обработки стереопары изображений, полученных в ходе верификации созданного макета специализированной видеокамеры: слева – векторное поле смещений; справа – восстановленная 3D поверхность. Качественные эксперименты по определению влияния смещения светочувствительной матрицы относительно объектива показали, что ошибка репроекции получаемых трехмерных координат поверхности возрастают с увеличением амплитуды смещения. На основе этих результатов можно сделать вывод о работоспособности созданного макета камеры.

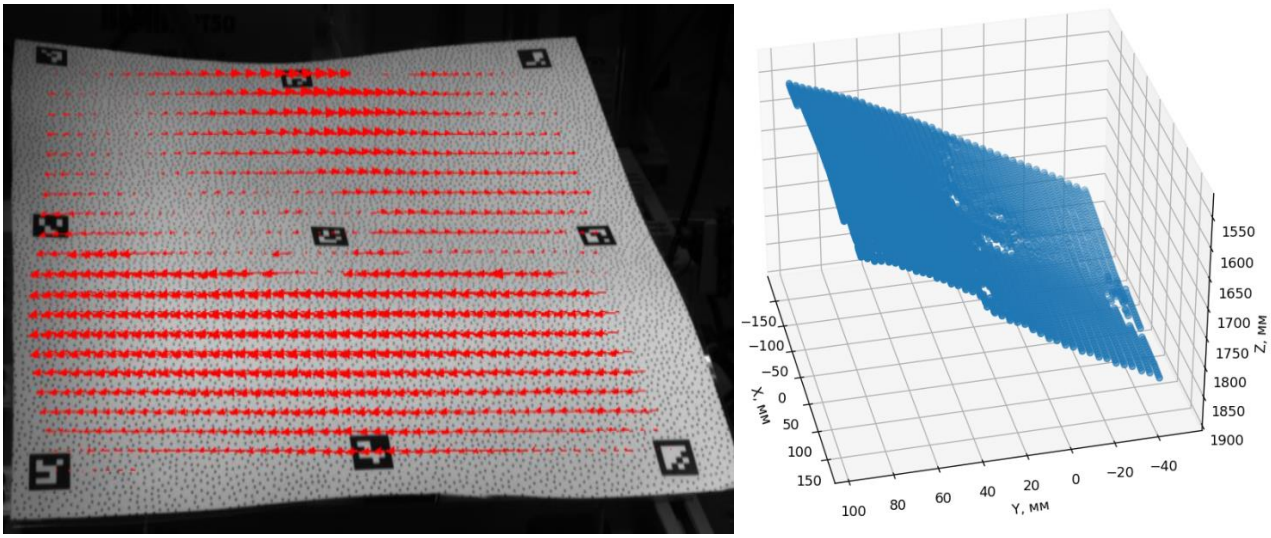


Рис. 5. Результаты обработки стереопары изображений, полученных в ходе верификации созданного макета специализированной видеокамеры: слева – векторное поле смещений; справа – восстановленная 3D поверхность

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы была разработана специализированная видеокамера для физического моделирования декалибровки внешних параметров, позволяющая проводить контролируемое смещение светочувствительной матрицы на заданные расстояния относительно оптического центра объектива. При разработке видеокамеры была подобрана светочувствительная матрица для реализации видеокамеры, разработана компьютерная модель камеры и её составляющие, произведена сборка макета видеокамеры.

Была проведена качественная экспериментальная верификация работоспособности созданного макета видеокамеры, результаты которой подтвердили возможность ее использования для дальнейшего физического моделирования. Разработанная видеокамера будет использована для определения влияния эффекта декалибровки на результаты фотограмметрических измерений, в том числе для отработки алгоритмов компенсации декалибровки для повышения точности измерений.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 22-21-00550, https://rscf.ru/project/22-21-00550/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Luhmann T., Robson S., Kyle S., Böhm J.** Close-Range Photogrammetry and 3D Imaging. Berlin: Walter de Gruyter, 2013. 702 p.

2. **Boden F., Jentink H., Petit C.** IPCT Wing Deformation Measurements on a Large Transport Aircraft // Advanced In-Flight Measurement Techniques. Springer Berlin Heidelberg, 2013. P. 93-115.
3. **Hermans C., Dumont M., Bekaert P.** Extrinsic recalibration in camera networks // 4th Canadian Conf. on Computer and Robot Vision, 2007. V. 1. P. 3-10.
4. **Kirmse T.** Recalibration of a stereoscopic camera system for in-flight wing deformation measurements // Measurement Science and Technology, 2016. V. 27, № 5. 11 p.
5. **Pinchukov V.V., Shmatko E.V., Bogachev A.D., Poroykov A.Yu.** Optimization of the stereo system calibration parameters for photogrammetric measurements in the conditions of field experiments // J. Phys.: Conf. Ser., 2021. V. 2127. P. 012029.
6. **Sivov N.Yu., Pinchukov V.V., Poroykov A.Yu., Shmatko E.V.** Computer simulation of the intrinsic parameters decalibration for the stereo system of video cameras // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT). 2022. P. 1-4.
7. **Pinchukov V., Shmatko E., Poroykov A., Bogachev A.** Computer and physical modeling for verification of the stereo system calibration parameters optimization results. CEUR Workshop Proceedings. 2021. V. 3027. P. 406-412.
8. **Поройков А.Ю.** Комплекс определения погрешности измерения формы гибкой деформируемой поверхности методом корреляции фоновых изображений // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2017. №6. С. 28-39.
9. **Шматко Е.В., Поройков А.Ю., Пинчуков В.В., Богачев А.Д.** Программа для измерения формы и деформации поверхности DeformVision. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2022661189 от 16.06.2022.

Shmatko E.V., Eremin D.V., Pechinskaya O.V., Poroykov A.Yu., Lapitskaya I.A.

National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Russia, 111250, Moscow, Krasnokazarmennaya st., 14, E-mail: poroykovay@gmail.com

DEVELOPMENT OF A SPECIALIZED VIDEO CAMERA FOR PHYSICAL MODELING OF DECALIBRATION OF STEREO SYSTEM INTERNAL PARAMETERS

ABSTRACT

Measurements in the presence of elevated vibration, such as in flight tests, often require special techniques to level out difficult conditions and maintain a high level of accuracy. These requirements also apply to optical measurements, including photogrammetric measurements. The latter type of measurements is used to determine three-dimensional coordinates of objects from their two-dimensional images. One of the most common approaches to the realization of photogrammetric method is the use of stereo camera system. It uses a priori information about the optical system of the cameras and their mutual location to recover three-dimensional coordinates of the measured object. During the experiment the impact of increased vibration on the stereo system can cause decalibration - change of valid values of the stereo system parameters. This, in turn, will lead to an increase in the measurement error. The present work is devoted to the development of a specialized video camera for physical simulation of decalibration of internal parameters of an optical system. The results of the development of the video camera and its verification by physical modeling are presented.

PHOTOGRAMMETRY, STEREO SYSTEM, DECALIBRATION, PHYSICAL MODELING, SPECIALIZED VIDEO CAMERA

Авторский указатель

А

Адаменков Н.А. 650
Аккуратов В.И. 236
Аксенов А.М. 679
Аксёнов А.М. 280
Алифанова И.Е. 420
Андреев А.В. 552
Ануфриев Ю.В. 745
Арбузов В.А. 100
Арбузов Э.В. 100
Арумов Г.П. 355

Б

Бадеев В.А. 184, 280, 679
Балакший В.И. 482
Баландин И.А. 415, 451
Барабанова Е.А. 229
Батшев В.И. .191, 415, 427, 451, 472, 585
Белый В.Н 468
Белых А.Ю. 552
Беляева А.С. 462
Беляков Н.И. 437
Бережной П.А. 745
Беркутов И.В. 420
Благов А.Е. 236
Благова Т.В. 529
Близнюк В.В. 224
Бойко А.А. 368
Бондарев А.Е. 517
Борде А.С. 387
Букова В.И. 585, 610
Булатов К.М. 327, 348, 379
Буравлева Е.В. 573
Бурлаков А.Б. 387, 610
Бухарин А.В. 355
Быков А.А. 552
Быченок В.А. 420

В

Ванюшин М.В. 387
Варнавская Д.В. 451
Ведяшкина А.В. 91
Ветрова Н.А. 219
Винецкий Ю.Р. 670, 686
Воейков В.Л. 573
Волков М.В. 638
Вытовтов Г.К. 229
Вытовтов К.А. 229

Г

Габриелян Г.А. 638
Гатапова Е.Я. 109
Гоголев К.С. 310
Горевой А.В. 35
Горчаковский С.Н. 174
Горюнов И.А. 650
Гресис В.О. 557
Гречкин Б.В. 617
Гришаев П.А. 327, 348
Губин М.С. 202, 305
Гурылева А.В. 557, 610, 638, 644, 657

Д

Давыдова Е.А. 432
Дерюгина В.А. 624
Дзлиева Е.С. 169
Дмитриев А.С. 760
Добросельский К.Г. 29
Долбня Д.И. 147
Дрёмин В.В. 650
Дубнищев Ю.Н. 100
Дубровин К.А. 337
Дудоров Е.А. 280, 679
Дьяконов Е.А. 477

Е

Егоров Р.А. 274
Егорченков Н.А. 710
Еремин Д.В. 753, 787
Ермак С.В. 437
Ерушин Е.Ю. 368

Ж

Жаркова Г.М. 129
Жук К.В. 364
Журило И.П. 650

З

Зарвин А.Е. 337
Захаров А.В. 691
Зверев П.Г. 50
Зинин П.В. 327, 348, 379, 387
Знаменская И.А. 138, 147
Золотухина А.А. 557, 644, 657
Золотухина О.С. 100
Зотова А.Н. 292
Зыкова Л.А. 610

И

Иванов М.Г. 229
Иванова А.А. 117
Ильин Д.В. 664
Иншаков С.И. 79

К

Каляда В.В. 337
Кананыхин О.А. 427
Кандауров А.А. 155, 292
Карасев В.Ю. 169
Карнозова Е.А. 138
Кашкарова М.В. 255
Кинжагулов И.Ю.202, 213, 274, 305, 456
Кирьякова А.Ю. 368
Ковальчук М.В. 236
Коврижина В.Н. 129
Кожанов С.О. 562
Козлов А.Б. 396, 415, 451
Колганов О.А. 196, 274
Комлев А.И. 208
Коняшов В.В. 196
Копылов А.Я. 147
Корнеева А.А. 552
Коротких И.И. 63
Костюкова Н.Ю. 368
Костюхин А.С. 305, 456
Кравцова А.Ю. 255
Краев И.М. 155
Кривоклякин Г.Д. 670
Крюков А.В. 191, 585
Крячко А.Ф. 437
Кувшинников А.Е. 517
Кудрявцева Е.Д. 79
Кузиванов Д.О. 213
Кузнецов И.А. 691
Кузьмин В.И. 265
Куимов Е.В. 219
Кукушкин В.А. 552
Кули-заде Т.А. 147
Куликова Е.Д. 638
Кульчин Ю.Н. 562
Купрейчик М.И. 482
Курилкина С.Н. 468
Кутуза И.Б. 327, 379, 552
Кучменко А.В. 770

Л

Лапицкая И.А. 787
Лапицкий К.М. 310
Лебедева М.С. 595
Лукашов В.В. 100
Луцкий А.Е. 138
Ляшенко А.И. 552

М

Макаров П.Г. 760
Макашов М.А. 174
Макеев М.О. 219
Малый В.В. 202, 305
Мантрова Ю.В. 327, 348
Марченко М.О. 585
Матвеева И.А. 208, 297, 617, 624
Мачихин А.С. 191, 236, 287, 396, 472, 557, 585, 610, 657
Мешков С.А. 219

Мизев А.И. 42, 318
Миронов Д.С. 129
Морозов А.И. 396
Мошева Е.А. 42, 318
Муратов М.И. 138
Мурашкина Т.И. 184, 280, 679
Мурсенкова И.В. 117

Н

Назаров Н.А. 11
Наумов И.В. 21
Наумова Д.К. 129
Неклюдова П.А. 745
Нестеров Г.В. 644
Неткачев В.В. 545
Никитин П.А. 445
Никитин С.Ю.[1] 595
Никулин В.В. 123
Новиков Л.А. 169
Носов П.А. 387

О

Орлова Е.В. 638

П

Павлов И.Н. 91, 710, 718
Павлов С.И. 169
Павлухин Е.А. 456
Пак А.Ю. 129
Парамонов А.А. 265
Паршин В.А. 224
Петров А.П. 129
Петров Н.И. 243, 261
Петрова Г.Н. 243
Петронюк Ю.С. 601
Печинская О.В. .. 174, 310, 737, 753, 787
Пещенюк Ю.А. 109
Пиотровская И.Н. 69
Писаревский Ю.В. 236
Пожар В.Э. ..396, 401, 427, 472, 477, 482
Полев А.А. 699
Польщикова О.В. 35
Поляков М.П. 472
Полякова С.С. 644
Поройков А.Ю. 310, 691, 787
Потапова Е.В. 650
Прозоровская А.А. 174
Проценко А.И. 236

Р

Расковская И.Л. 91, 710
Ревунов Г.М. 437
Решетов Л.В. 657
Родин И.Р. 718
Романова Г.Э. 462
Ропот П.И. 468
Русаков Д.Ю. 287

С

Сапронов М.В. 507, 545, 699
Секачева М.И. 638
Семёнов А.А. 109
Семенова О.И. 224
Сергеев А.С. 196
Сергеев Д.А. 155, 163, 292
Сергеев Д.С. 202
Скорнякова Н.М. 545, 664, 699, 770
Скрипкин С.Г. 21, 255
Смирнов В.И. 500
Смирнов С.В. 364
Смирнова Л.М. 638
Софуев Д.В. 770
Степанова К.А. 196, 213
Субботин Е.П. 562
Субботина Н.И. 562

Т

Тарасов А.Е. 224
Тархов М.А. 745
Титов А.Г. 686
Титов А.С. 601
Титов С.А. 432, 610
Томникова К.Е. 297
Троицкая Ю.И. 163, 292
Тянь Янян 691

У

Усманова Ш.Ш. 545, 699, 770

Ф

Федоров А.В. 196, 202, 213, 274, 305, 420, 535
Фомин Д.С. 644
Фомин Дм.С. 644

Х

Хасанов И.Ш. 529
Хило Н.А. 468
Холин А.С. 562
Хошев А.Е. 274
Храмцова Е.А. 601

Ц

Цой М.А. 21, 255
Цыбров Е.Г. 595
Цю Ливэнь 69

Ч

Чакраборти А. 610
Чан Куок Тхинь 760
Чашечкин Ю.Д. 57, 488
Чашников Е.А. 123
Черданцев А.В. 163

Ш

Шакин О.В. 437
Шарикова М.О. 415, 451, 462
Шарифуллин Б.Р. 21
Шачнева Е.А. 184
Шашкова И.А. 691
Шашурин В.Д. 219
Шерстов И.В. 368
Шибалов М.В. 745
Шипко В.В. 401
Ширшин А.В. 535
Шматко Е.В. 787
Шмыров А.В. 42, 318
Шуплецов В.В. 650

Э

Элиович Я.А. 236

Ю

Юдовский С.О. 657
Юрочкин Г.А. 310, 686

Я

Янина Г.М. 710
Яновский И.В. 737
Яскин А.С. 337

ISBN 978-5-6051133-2-4

Оптические методы исследования потоков: Труды XVII Международной научно-технической конференции.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
117342, г. Москва, ул. Бутлерова, 15.
Тел.: +7 (495) 333-61-02. E-mail: red@jfop.ru

Объем 36,5 Мбайт.
Электрон. текстовые данные.