



УДК 535.375.54

А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия,
119991, Москва, Ленинский пр., 53, E-mail: akudr@sci.lebedev.ru

ВЫНУЖДЕННОЕ НИЗКОЧАСТОТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙНИЕ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СРЕДАХ – НОВЫЙ ИСТОЧНИК БИГАРМОНИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Предлагается создавать бигармоническую накачку с помощью вынужденного низкочастотного комбинационного рассеяния, возникающего в результате взаимодействия лазерных импульсов с акустическими колебаниями элементов структуры различных наноструктурированных материалов. Частотный сдвиг между компонентами накачки можно изменять, меняя состав образцов и размеры элементов их структуры.

**БИГАРМОНИЧЕСКАЯ НАКАЧКА, ЛАЗЕР, ВЫНУЖДЕННЫЕ РАССЕЙНИЯ,
НАНОСТРУКТУРЫ**

ВВЕДЕНИЕ

Бигармоническая накачка используется как для решения ряда фундаментальных проблем, так и для практических приложений в нелинейной спектроскопии, люминесценции, исследовании материалов для высокотемпературной сверхпроводимости и в других областях. Так, использование бигармонической накачки в параметрических усилителях и преобразователях позволяет снизить чувствительность коэффициента усиления к мощности накачки [1]. В лазерах на красителях с распределенной обратной связью бигармоническая накачка создает в среде решетки на вариациях населенности и температуры [2]. В работе [3] применение бигармонической перестраиваемой накачки дало возможность получить узкополосное стоксово излучение с высокой эффективностью (коэффициент преобразования до 40 %) в одномодовых кварцевых волокнах. В нелинейных кристаллах с помощью бигармонической накачки сверхкороткими импульсами получена многочастотная параметрическая инфракрасная Рамановская генерация [4]. При исследовании магнитоакустической неустойчивости в ферромагнетиках использование бигармонической накачки позволило определить механизм, ответственный за возбуждение звука [5]. Бигармоническая накачка применяется также для исследования свойств сверхпроводящих тонких пленок в окрестности сверхпроводящего перехода [6,7]. В связи с этим важной задачей представляется разработка методов создания бигармонической накачки с разностью частот, которую можно целенаправленно изменять, и поиск сред, подходящих для этой цели. Большой интерес представляют системы, в которых разность частот невелика. Мы предлагаем использовать для создания бигармонической накачки системы, в которых происходит вынужденное рассеяние лазерных импульсов на акустических колебаниях элементов структуры наноструктурированных сред. Размеры элементов структуры варьируются от десятков до сотен нанометров, соответственно собственные частоты их

колебаний лежат в гигагерцовом диапазоне. Сдвиги частот, соответствующие рассеянию на таких колебаниях, составляют десятые доли обратного сантиметра и зависят от состава вещества и размера элементов структуры. По аналогии с вынужденным комбинационным рассеянием света, возникающим на колебаниях молекул и имеющим большие сдвиги частот (до 3000 см^{-1}), такое рассеяние можно назвать вынужденным низкочастотным комбинационным рассеянием света (ВНКР). Эффективность ВНКР высока (до 60 %). Оно возникает как в упорядоченных, так и в неупорядоченных средах. Частотный сдвиг между спектральными линиями, соответствующими волне накачки и рассеянной волне, можно менять целенаправленно, используя материалы с различным составом и меняя размеры элементов структуры.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

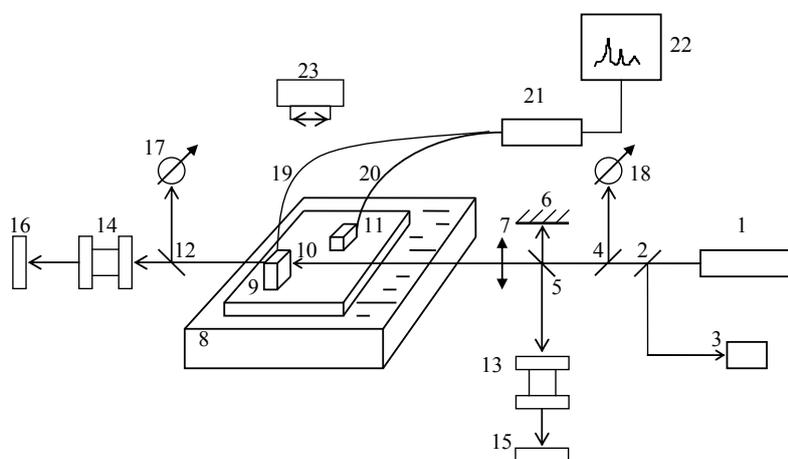


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - лазер, 2, 4, 5, 12 - стеклянные пластины, 3 - система регистрации характеристик возбуждающего излучения, 6 - зеркало, 7 - линза, фокусирующая возбуждающее излучение на образец, 8 - кювета с жидким азотом, 9 - медная пластина, 10, 11 - образцы, 13, 14 - интерферометры Фабри - Перо, 15, 16 - системы регистрации интерферограмм, 17, 18 - системы измерения энергии рассеянного света в прямом и обратном направлении, 19, 20 - волоконные световоды, 21 - спектрометр FSD-8, 22 - компьютер, 23 - цифровая камера

В качестве источника возбуждения вынужденного низкочастотного комбинационного рассеяния света (ВНКР) использовался рубиновый лазер с модулированной добротностью (длина волны генерации – $694,3 \text{ нм}$, длительность импульса 20 нс ; максимальная энергия в импульсе $0,3 \text{ Дж}$, расходимость $3,5 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$, ширина линии генерации $0,015 \text{ см}^{-1}$). Измерения проводились для линз с различными фокусными расстояниями ($50, 90, 150 \text{ мм}$), для различных положений исследуемого образца относительно фокусирующей оптики и для различных энергий возбуждающего излучения. Это позволяло проводить измерения для различных плотностей мощности на входе в исследуемый образец и для различных распределений поля внутри образца. Исследования проводились как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. ВНКР регистрировалось с помощью интерферометров Фабри - Перо с различными базами, что позволяло менять область дисперсии от $0,42$ до $1,67 \text{ см}^{-1}$. Установка позволяла одновременно с регистрацией ВНКР исследовать другие нелинейные эффекты, возникающие в образцах, в частности, изучались спектральные и временные характеристики эффекта фотонного пламени (ЭФП).

Объекты исследований

Мы исследовали ВНКР в следующих веществах: в искусственных опаловых матрицах; нанокompозитах на их основе; наноструктурированных тонких пленках и суспензиях алмазных наночастиц.

Опаловые матрицы представляют собой структуры фрактального типа, образованные из плотноупакованных сфер аморфного диоксида кремния с характерным диаметром 200 - 700 нм, образующих ГЦК решетку. Благодаря субмикронным размерам сфер опаловая матрица имеет оптические стоп-зоны в видимом спектральном диапазоне для мод, распространяющихся в определенных направлениях. Полная запрещенная фотонная зона с нулевой величиной плотности фотонных состояний может быть реализована в инвертированных опаловых матрицах с контрастом показателя преломления больше чем 2,85. Тем не менее опаловые матрицы удобно использовать для исследований нелинейного взаимодействия светового излучения с веществом благодаря возможности легко определять положение стоп-зон и управлять их свойствами. Пустоты между кварцевыми сферами в опаловых матрицах имеют октаэдрическую и тетраэдрическую форму. Заполняя эти полости жидкостями с различными показателями преломления, можно управлять параметрами стоп-зоны (ее положением в спектре и контрастом) и увеличивать эффективность нелинейных процессов благодаря изменению плотности фотонных состояний вблизи края запрещенной зоны. Мы исследовали опаловые матрицы с диаметрами сфер 200 нм, 230 нм, 260 нм, 300 нм, 320 нм и нанокompозиты – матрицы, в которых полости между сферами были заполнены различными нелинейными жидкостями.

Для заполнения пустот опаловых матриц использовались жидкости с различным показателем преломления: вода ($n = 1,333$), ацетон ($n = 1,359$), этанол ($n = 1,362$), глицерин ($n = 1,470$), толуол ($n = 1,497$), бензол ($n = 1,501$), нитробензол ($n = 1,553$). Таким образом, мы могли исследовать нанокompозиты с контрастом показателя преломления (n/n_{SiO_2}) от 0,91 до 1,06. Следует отметить, что при заполнении матриц жидкостями с показателем преломления, близким к показателю преломления кремнезема, образцы становились практически прозрачными. Это позволяло в случае нанокompозитов исследовать рассеянное излучение как в обратном (рассеяние «назад»), так и в прямом (рассеяние «вперёд») направлениях. На рис.2 показана фотография опаловой матрицы, заполненной жидкостью и структура одного из образцов, полученная с помощью электронного микроскопа.

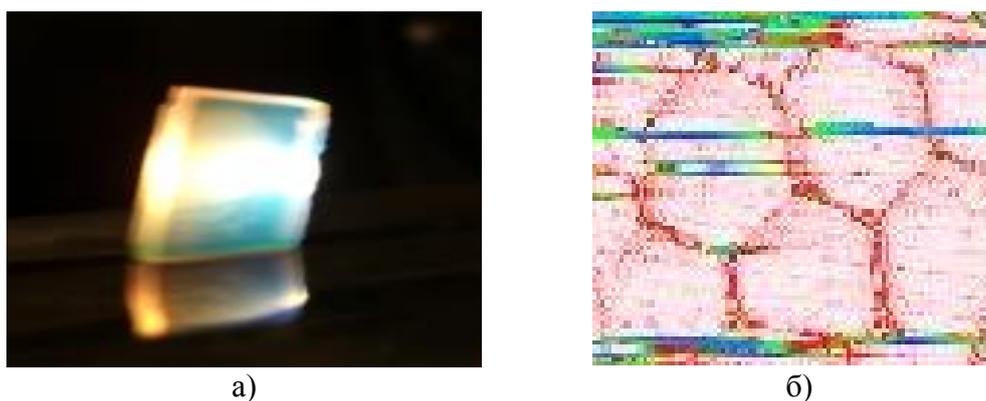


Рис. 2. а) - опаловая матрица, заполненная этанолом, б) – структура опаловой матрицы (размер глобул 260 нм)

Мы исследовали также рассеяние наносекундных импульсов рубинового лазера на акустических колебаниях наноразмерных элементов структуры тонких пленок [8]. Измерения проводились для пленок AlN и InSnOx на подложках из кварцевого стекла, а также для поликластерной алмазоподобной углеродной пленки (АУП) на подложке из природного алмаза. Характерные размеры структуры таких пленок в виде волокон или

глобул составляют 0,5 – 1 мкм. Пленки AlN широко используются в микроэлектронике благодаря таким свойствам как высокая теплопроводность, большое электрическое сопротивление и высокая химическая стабильность. На рис. 3 и 4 показано строение пленок AlN, полученное методом растровой электронной микроскопии (РЭМ).

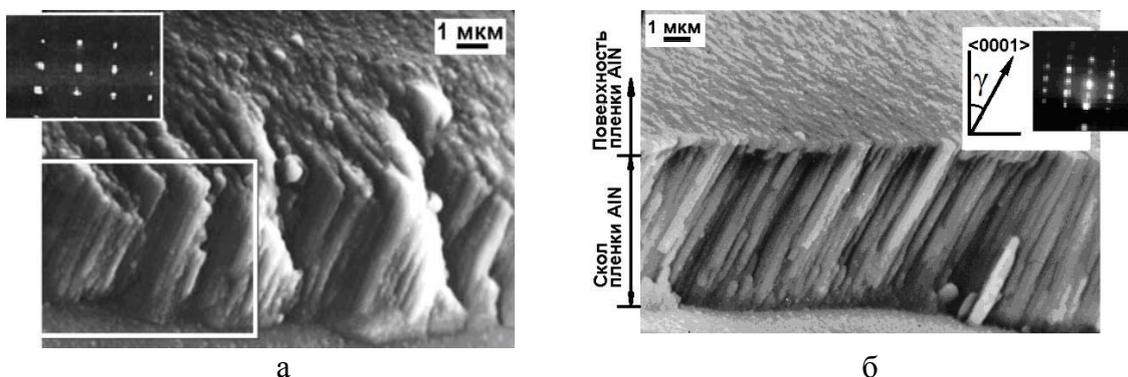


Рис. 3. Строение пленок AlN, полученных на подложках из плавленного кварца ВЧ-магнетронным реактивным распылением при различных условиях. Исследование проводилось методом растровой эмиссионной микроскопии (РЭМ). На рис 2 б дан увеличенный выделенный фрагмент; на рис. а,б на врезках представлены электронограммы на отражение

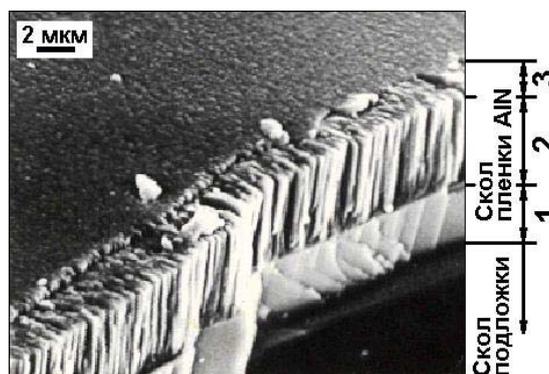


Рис. 4. Переход пластинчатого строения пленки AlN (область 1) в волокнистое (область 2) и мелкозернистое с равноосными зернами (область 3)

Пленки InSnOx благодаря уникальным свойствам (высокая оптическая прозрачность и высокая электропроводность) находят широкое практическое применение в оптоэлектронике.

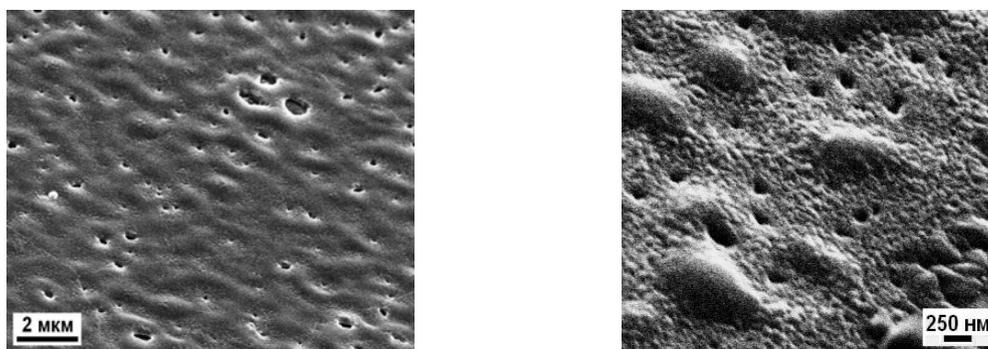


Рис. 5. Строение (РЭМ) поверхности пленки InSnOx, полученной магнетронным реактивным распылением

Алмазные пленки применяются для создания акустических фильтров, электрохимических сенсоров и т.д.

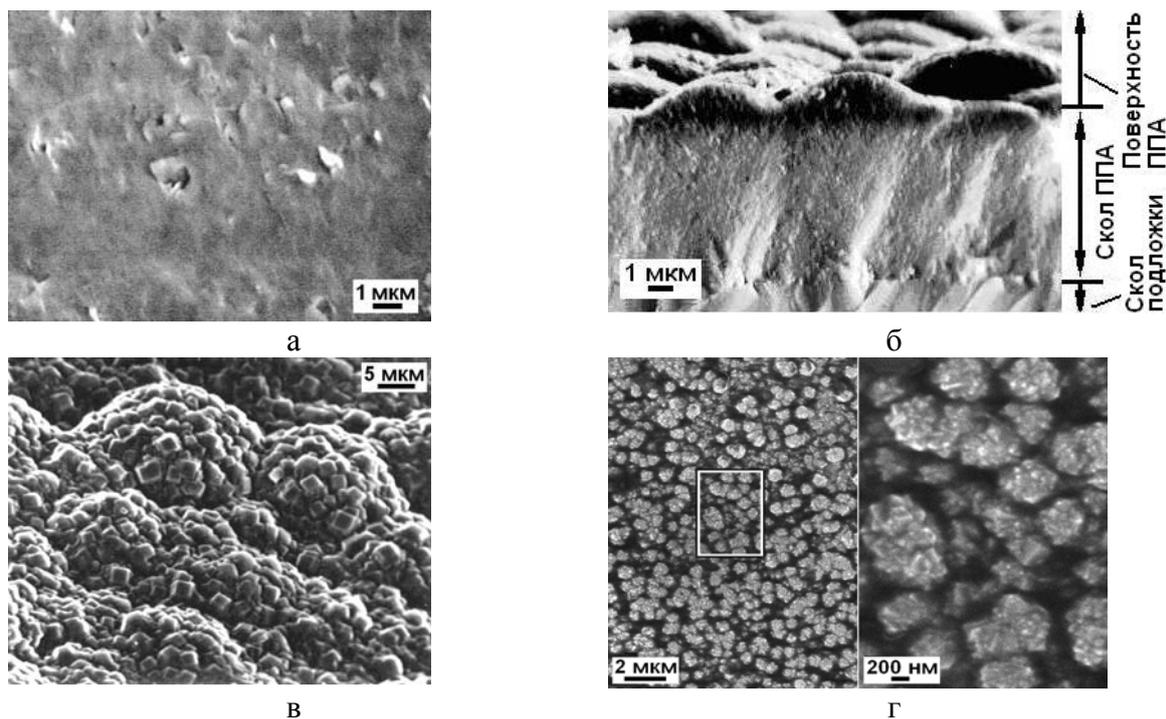


Рис. 6. Строение (РЭМ) алмазоподобной углеродной пленки: а) поверхность пленки, сформированной методом тлеющего разряда; б) поперечный скол этой пленки; в), г) поверхности поликластерных пленок алмаза, полученных методом дугового и СВЧ разрядов, на стадиях глобулярного роста и образования граней {100} на глобулах. Снимки б) и в) получены при съемке под углом 45° к поверхности образцов

Детонационные наноалмазы (ДНА) представляют собой монокристаллы размером 4 – 5 нм. Наноалмаз - самая устойчивая термодинамическая форма углерода. ДНА получают путем химических превращений на фронте детонационной волны при взрыве мощных взрывчатых веществ. В процессе адиабатического распада углерода взрывчатого вещества с отрицательным кислородным балансом при определенной температуре происходит конденсация свободного углерода в алмазной или жидкой фазе. ДНА применяются в качестве сорбентов, катализаторов; предлагается использовать их в медицине и биологии. Для многих практических приложений детонационные наноалмазы используются в форме водных суспензий. Благодаря высокой поверхностной энергии частицы могут образовывать агрегаты размером от нескольких десятков до нескольких тысяч нанометров.

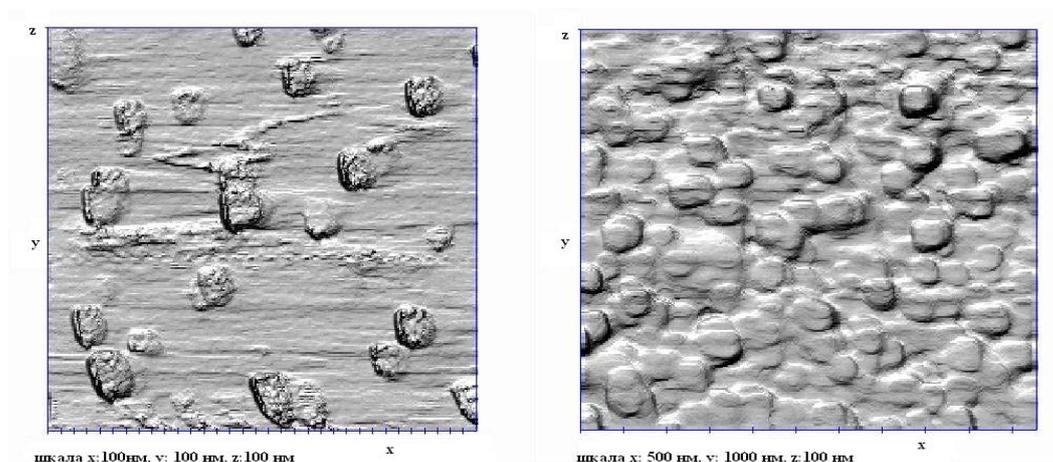


Рис. 7. Изображение (РЭМ) суспензии, состоящей из детонационных алмазных частиц в воде

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характеристики НКР

Во всех исследованных образцах наблюдалось низкочастотное вынужденное комбинационное рассеяние (НКР), являющееся результатом нелинейного взаимодействия импульсного лазерного излучения и собственных акустических колебаний элементов структуры объекта.

Экспериментально эффект проявляется в появлении в спектре прошедшего образца и отраженного от образца излучения одной или нескольких линий в стоксовой области со смещением относительно возбуждающего излучения порядка нескольких десятых долей обратного сантиметра, определяемым собственными частотами колебаний элементов структуры, лежащими в гигагерцовом диапазоне. Эффективность преобразования возбуждающего излучения в рассеянное достигает 60 % для синтетических опаловых матриц, 20 % для пленок и 10 % для суспензий.

Расходимость излучения и ширина линии рассеянного света близки к соответствующим величинам возбуждающего излучения.

Понижение температуры образцов до температуры жидкого азота приводит к существенному повышению эффективности преобразования волны накачки в рассеянную волну и понижению порога эффекта.

Вынужденное глобулярное рассеяние света (ВГР)

Частным случаем НКР является вынужденное глобулярное рассеяние света (ВГР) в синтетических опаловых матрицах и нанокompозитах на их основе [9]. ВГР возникает в результате рассеяния лазерного излучения на акустических колебаниях глобул, образующих синтетическую опаловую матрицу. Порог возникновения эффекта и число линий зависят от состава образца и температуры. Эффективность преобразования возбуждающего излучения в ВГР достигала 60 %. Расходимость излучения ВГР была близка к расходимости возбуждающего лазерного излучения. При понижении температуры до 77 К порог ВГР понижается в 3 раза. На рис. 8 представлен спектр первой стоксовой компоненты ВГР в опаловой матрице.

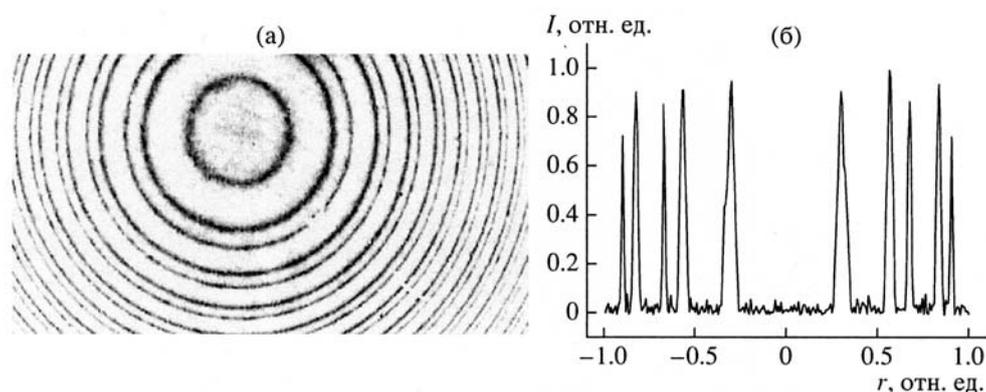


Рис. 8. ВГР в направлении «назад» в опаловой матрице: а) – интерферограмма, б) – спектр (кольца большего диаметра соответствуют возбуждающему излучению, кольца меньшего диаметра – первой стоксовой компоненте ВГР). Область дисперсии интерферометра составляет $0,833 \text{ см}^{-1}$

Мы наблюдали также ВГР в нанокompозитах - опаловых матрицах, инфильтрованных различными жидкостями. В этом случае образцы становятся практически прозрачными, что дает возможность наблюдать излучение, рассеянное как в направлении назад, так и в направлении вперед. Характерные спектры ВГР в нанокompозитах приведены на рис. 9.

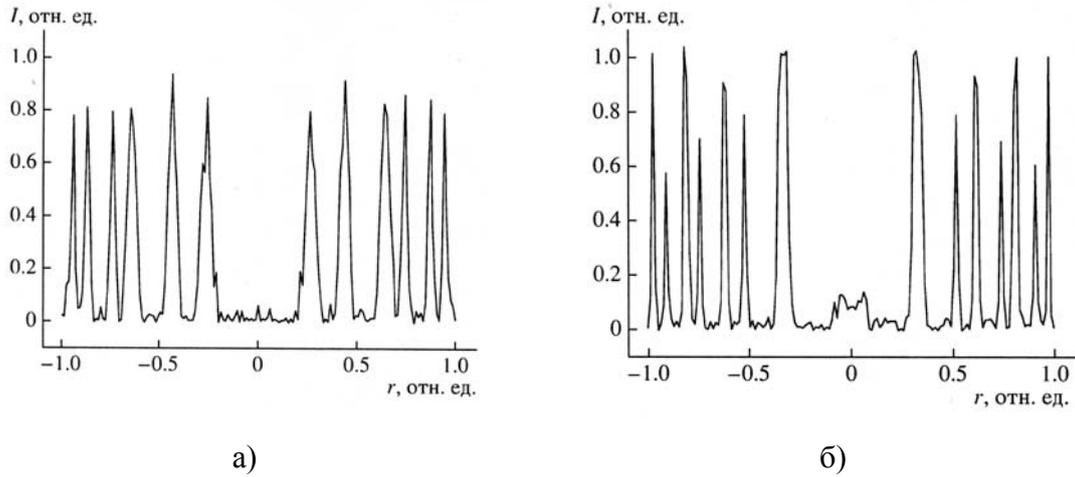


Рис. 9. а) - спектр ВГР в опаловой матрице, заполненной ацетоном, в направлении вперед, б) - спектр ВГР в опаловой матрице, заполненной этанолом, в направлении назад. Область дисперсии интерферометра Фабри-Перо $0,833 \text{ см}^{-1}$

Мы провели измерения частотных сдвигов стоксовых компонент ВГР в опаловых матрицах и наноккомпозитах на их основе для различного состава и для различной температуры образцов. Представляет интерес сравнить полученные величины частот ВГР с частотами собственных колебаний кварцевых глобул, из которых состоит синтетическая опаловая матрица. Колебания упругого сферического тела исследовались в работе [10]. Авторы использовали теорию Лэмба, в которой рассматривались свободные колебания однородного упругого тела сферической формы при свободных граничных условиях. Уравнение движения такого тела имеет вид:

$$\rho \partial^2 \bar{D} / \partial t^2 = (\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot \bar{D}) + \mu \nabla^2 \bar{D}, \quad (1)$$

где \bar{D} – смещение, а λ и μ – константы Ламэ. Это уравнение можно решить, вводя скалярный и векторный потенциалы. Решение волнового уравнения Гельмгольца для скалярного потенциала имеет вид:

$$\phi_{bi} \propto Z_l(hr) P_l^m(\cos \theta) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi} \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

Где Z_l – сферическая функция Бесселя, а $h = \omega/c$. Смещение, полученное из ϕ_{bi} становится равным $\bar{D}_s = \nabla \phi_s$. Векторный потенциал принимается равным $\bar{A} = (r\psi_s, 0, 0)$, где

$$\psi_s \propto Z_l(kr) P_l^m(\cos \theta) \frac{\cos m\varphi}{\sin m\varphi} \exp(-i\omega t), \quad (3)$$

а $k = \omega/c_t$.

Лэмб получил два типа мод при свободных граничных условиях на сферической поверхности. Торсионные моды запрещены правилами отбора. Уравнения для собственных колебаний сфероидальной моды получаются равными:

$$2[\eta^2 + (l-1)(l+2)\{\eta j_{l+1}(\eta)/j_l(\eta) - (l+1)\}]\xi j_{l+1}(\xi)/j_l(\xi) - 0.5\eta^4 + (l-1)(2l+1)\eta^2 + \{\eta^2 - 2l(l-1)(l+2)\}\eta j_{l+1}(\eta)/j_l(\eta) = 0, \quad (4)$$

где собственные частоты равны:

$$\begin{aligned} \xi &= hR = \omega R/c_l = \pi v D/c_l, \\ \eta &= kR = \omega R/c_t = \pi v D/c_t, \end{aligned} \quad (5)$$

а $j_l(\eta)$ – сферическая бесселева функция первого типа; c_l и c_t – продольная и поперечная скорости звука. Уравнение (4) решается подстановкой параметра c_l/c_t . Частоты ν колебаний кварцевых сфер можно вычислить, принимая величины продольной и поперечной скоростей акустической моды $c_l = 5279 \text{ м/с}$ и $c_t = 3344 \text{ м/с}$.

Вычисленные частоты (в ГГц) равны следующим величинам:

$$\nu_{10} = 2,617/D, \quad \nu_{12} = 2,796/D, \quad \nu_{20} = 4,017/D, \quad \nu_{30} = 6,343/D, \quad (6)$$

где D - диаметр сферы (в 10^{-6} м). Для случая $D = 200$ нм мы имеем следующие вычисленные величины собственных частот колебаний кварцевых глобул:

$\nu_{10} = 0,44 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{20} = 0,68 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{30} = 1,07 \text{ см}^{-1}$, что близко к нашим экспериментальным результатам.

В таблице 1 представлены частоты компонент ВГР, измеренные экспериментально для различных образцов и различной геометрии рассеяния при комнатной температуре и при температуре жидкого азота, экспериментальные величины частот в гигагерцах, а также вычисленные собственные частоты кварцевых сфер, составляющих опаловую матрицу.

Таблица 3. Экспериментальные величины частот ВГР в см^{-1} , соответствующие им частоты в ГГц и вычисленные частоты собственных колебаний кварцевых глобул

Образец и геометрия рассеяния	ν , см^{-1} эксп.	ν , см^{-1} вычисл.	Частота ГГц эксп.
Комнатная температура, опаловая матрица			
"назад"	0,44	0,44	8,8
Комнатная температура, наноккомпозит			
с ацетоном "назад"	0,40	0,44	8,0
	0,65	0,68	13,0
с ацетоном "вперёд"	0,40	0,44	8,0
с этанолом "назад"	0,39	0,44	7,8
	0,63	0,68	12,6
с этанолом "вперёд"	0,37	0,44	7,4
Температура жидкого азота (77 К), наноккомпозит			
с этанолом "вперёд"	0,40	0,44	8,0
	0,77	0,68	15,7
	1,13	1,07	22,6

Как видно из таблицы, экспериментально наблюдаемые сдвиги частот близки к собственным частотам колебаний кварцевых глобул. Нелинейные жидкости, заполняющие полости между кварцевыми глобулами, могут оказывать влияние на их движение.

Частоты компонент рассеянного света зависят от размеров глобул, образующих матрицу. На рисунке 10 приведена зависимость частотного сдвига рассеяния в опаловой матрице, инфильтрованной этанолом, от диаметра сфер, составляющих матрицу.

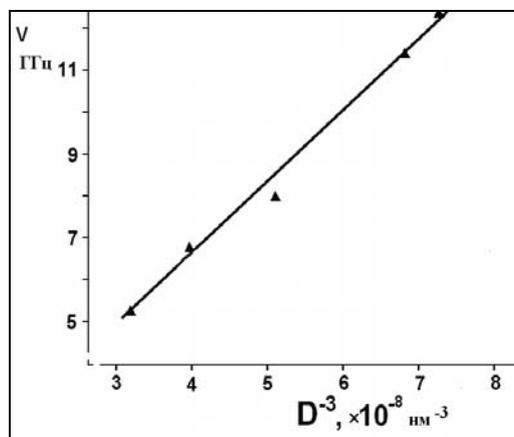


Рис. 10. Зависимость частотного сдвига вынужденного низкочастотного комбинационного рассеяния света в опаловой матрице, инфильтрованной этанолом, от D^3 , где D – диаметр сфер, составляющих матрицу

ВНКР в тонких пленках

В тонких наноструктурированных пленках коэффициент преобразования возбуждающего излучения в рассеянное составляет от 10 до 20 %. На рис. 11 приведен спектр рассеянного света в пленке InSnOx в направлении «вперед» при интенсивности накачки 0,17 ГВт/см².

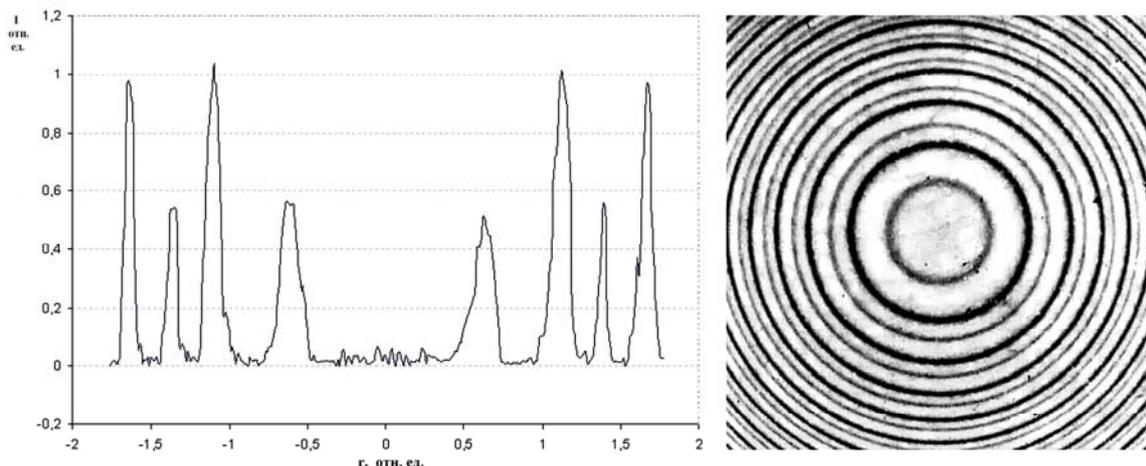


Рис. 11. а – спектр ВНКР в пленке InSnOx, б – интерферограмма, полученная с помощью интерферометра Фабри – Перо. Кольца большего диаметра – излучение лазера, меньшего – ВНКР

Аналогичные спектры наблюдались и при рассеянии лазерных импульсов в других пленках.

В таблице 2 приведены максимальные величины коэффициентов преобразования (η), пороги ВНКР (P), измеренные экспериментально частотные сдвиги первой стоксовой компоненты (ν) и размеры элементов структуры пленок (D_1 – оценки, сделанные по частотным сдвигам, D_2 – результаты непосредственного измерения с помощью растровой электронной микроскопии и рентгеновской дифракции).

Таблица 2. Характеристики ВНКР в тонких наноструктурированных пленках

Пленка/ подложка	η %	P ГВт/см ²	ν ГГц	D_1 мкм	D_2 мкм
AlN/стекло	10	0,16	8,1	1,41	1,2
AlN/стекло	10	0,16	6,0	2,0	1,6
InSnOx/стекло	12	0,14	6,3	1,57	1,8
InSnOx/стекло	12	0,14	8,7	1,15	1,7
InSnOx/стекло	11	0,15	8,1	1,22	1,7
InSnOx/стекло	20	0,1	6,6	1,54	1,9
АУП/алмаз	19,5	0,12	10,2	0,9	0,8

ВНКР в суспензиях наноалмазов

В суспензиях наноалмазов мы наблюдали ВНКР при плотности мощности возбуждающего излучения больше 0,1 ГВт/см². Коэффициент преобразования накачки в ВНКР составлял около 10 %; расходимость пучка - приблизительно 10^{-3} рад; ширина линии была близка к ширине линии лазерного излучения. Рассеяние наблюдалось как в направлении возбуждения (вперед), так и в обратном направлении (назад), при этом экспериментальные результаты были одинаковы. Сдвиг частоты рассеянного излучения относительно излучения накачки зависит от размера алмазных агрегатов в суспензии. Для

агрегатов размером 100 нм сдвиг частоты составляет $0,26 \text{ см}^{-1}$, что соответствует 7,8 ГГц, для агрегатов размером 80 нм – $0,28 \text{ см}^{-1}$ (8,4 ГГц).

Эффект фотонного пламени

Одновременно с ВНКР в наноструктурированных объектах наблюдается эффект фотонного пламени (ЭФП) – длительное (до 10 – 12 с) свечение в сине-зеленой области спектра под воздействием наносекундных импульсов рубинового лазера. Эффект возникает при температуре жидкого азота (77 К). Впервые ЭФП наблюдался в опаловых матрицах и нанокомпозитах на их основе [11]. Затем выяснилось, что эффект свечения наноструктурированных материалов при температуре жидкого азота под действием мощного импульсного лазерного излучения является универсальным: мы наблюдали свечение различных охлажденных материалов как с упорядоченной, так и с неупорядоченной наноструктурой (тонких пленок, пенопласта, поролона, бумаги, тефлона, замороженных суспензий наночастиц и т.д.) под действием наносекундных импульсов лазера на рубине [12]. В ряде экспериментов матрица раскалывалась на части, которые продолжали светиться (рис. 12 б).

Возбуждение могло передаваться от образца, облученного лазерным импульсом, к другим образцам, расположенным на той же подложке. Расстояние между образцами могло составлять несколько сантиметров. Если поместить на медную подложку, находящуюся в жидком азоте (см. рис. 1) рядом с образцом (например, с опаловой матрицей) каплю замороженной жидкости, то при облучении образца лазерным импульсом в жидкости также возникает длительное свечение независимо от того, соприкасается ли замороженная жидкость с образцом. Свечение замороженной жидкости наблюдается и в том случае, когда в ней присутствуют лишь мелкие частицы опаловой матрицы. На рис. 12 показано свечение опаловой матрицы и замороженной жидкости при ЭФП.

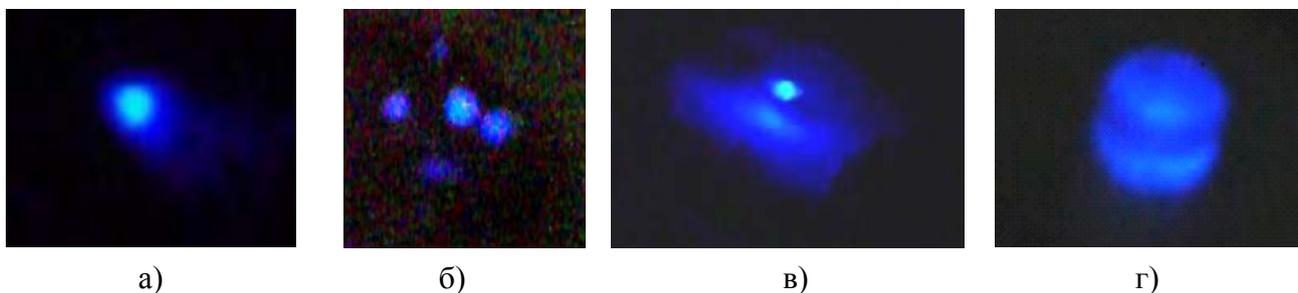


Рис. 12. а) - свечение опаловой матрицы; длительность свечения несколько секунд при длительности возбуждающего импульса 20 нс; б) - свечение частей кристалла после того как он раскололся на части; в) - свечение опаловой матрицы (яркая круглая точка) и замерзшей жидкости (голубое пятно) на поверхности медной пластины; г) – свечение ампулы с замороженной жидкостью, содержащей мелкие частицы опаловой матрицы

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты наших экспериментальных исследований показывают, что во всех исследованных образцах наблюдается вынужденное рассеяние, обусловленное взаимодействием лазерных импульсов с акустическими колебаниями элементов структуры, имеющим размер от 200 до 2000 нм. Частоты компонент рассеянного света соответствуют собственным колебаниям элементов структуры, лежащим в гигагерцовом диапазоне. Изменяя состав образцов и характерный размер элементов структуры, можно целенаправленно менять частотный сдвиг между частотой накачки и частотой рассеянного излучения. Это позволяет использовать две волны: волну возбуждающего излучения и рассеянную волну – как бигармоническую накачку, а наносекундные времена процессов

дадут возможность исследовать с помощью этого эффекта быстропротекающие процессы, в частности, турбулентные потоки различных жидкостей и газов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (гранты РФФИ № 10-02-00795-а, № 11-02-01269-а и РФФИ - БРФФИ № 10-02-90042-Бел_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tarabrin Yu.K. and Levashkin V.I.** Parametric amplifiers and converters with biharmonic pumping // Radiophysics and Quantum Electronics. 1976. V. 19. № 11. P. 1234-1237.
2. **Батырев В.А. и Корольков М.В.** Бигармоническая накачка в лазерах на красителях с распределенной обратной связью // Журнал прикладной спектроскопии. 1984. Т. 40. № 2. С. 195-202.
3. **Karasik A.Ya. and Tsuboi T.** Raman amplification of coherent Stokes wave at biharmonic laser pumping of single-mode silica fibers // Optics Communications. 1995. V 113. P.498-504.
4. **Losev L.L., Song J., Xia J.S., Strickland D. and Brukhanov V.V.** // Optics Letters. 2002. V. 27. P.2100-2102.
5. **Лукомский В.П., Цвирко Ю.А.** Магнитоакустическая неустойчивость в ферромагнетиках при бигармонической накачке // Украинский физический журнал. 1972. Т.17. № 10. С.1644-1651.
6. **Бобырев Ю.В., Петникова В.М., Роянова Г.А., Руденко К.В., Шувалов В.В.** Асимметрия стоксовой и антистоксовой компонент нелинейного отклика высокотемпературных сверхпроводников в методе пикосекундной бигармонической накачки // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 2. С. 162-166.
7. **Zherikhin A.N., Lobastov V.A., Petnikova V.M., Shuvalov V.V.** Biharmonic pumping technique for Y-Ba-Cu-O energy spectrum research in the vicinity of the phase transition // Phys. Lett. A. 1993. V. 179. P. 145-148.
8. **Tcherniega N.V., Samoylovich M.I., Kudryavtseva A.D., Belyanin A.F., Pashchenko P.V., and Dzbanovski N.N.** Stimulated scattering caused by the interaction of light with morphology-dependent acoustic resonance // Optics Letters. 2010. V.35. Issue 3. P.300-302.
9. **Esakov A.A., Gorelik V.S., Kudryavtseva A.D. and Tcherniega N.V.** Stimulated globular scattering and photonic flame effect: new nonlinear optics phenomena // SPIE Proc. 2006. V. 6369. P. 6369 OE1 – OE12.
10. **Tamura A., Higeta K. and Ichinokawa T.** Lattice vibrations and specific heat of a small particle // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. V.15. 4975- 4991.
11. **Tcherniega N.V., Kudryavtseva A.D.** Photonic flame effect // Journal of Russian Laser research. 2006. V. 27. N 5. P. 400-409.
12. **Чернега Н.В., Кудрявцева А.Д.** Нелинейно-оптические свойства фотонных кристаллов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. № 7. С. 23-29.

A.D. Kudryavtseva, N.V. Tcherniega

P.N.Lebedev Physical Institute of the RAS, Russia,
119991, Moscow, Leninskii pr., 53, E-mail: akudr@sci.lebedev.ru

**STIMULATED LOW-FREQUENCY RAMAN SCATTERING
IN NANOSTRUCTURED MATERIALS – NEW SOURCE OF BIHARMONIC PUMPING**

We suggest to create biharmonic pumping with the help of the stimulated low-frequency Raman scattering, which appears as a result of laser pulses interaction with acoustic vibrations of the structure elements in different nanostructured materials. It is possible to change frequency shift changing sample material, structure and elements size.

BIHARMONIC PUMPING, LASER, STIMULATED SCATTERING, NANOSTRUCTURES