

УДК 535.374:539.184

Е.П. Иванова

Институт спектроскопии РАН, 142190, Московская область, г. Троицк,
Ул. Физическая, д.5, E-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКОВ НАНОКЛАСТЕРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАЗЕРОВ

Проводится краткий обзор современных методов диагностики потоков кластеров, а также методов голографии нанобъектов. Предлагается схема компактного высокоэффективного недорогого рентгеновского лазера на переходе $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ в Rd -подобном ксеноне с $\lambda = 41,8$ нм, образованного при взаимодействии фемтосекундного лазера накачки с потоком кластеров ксенона. Предполагаемая эффективность составляет 0,5 % от энергии импульса накачки $E_{\text{рнтр}} \geq 0,001$ J, и интенсивности накачки в диапазоне: $10^{16} \leq I_{\text{рнтр}} \leq 10^{17}$ Вт/см². Длительность импульса такого рентгеновского лазера может составлять от 1 – 10 пс. Предлагаются методы голографии для диагностики потока кластеров, а также для исследования динамики резонансного распада кластера при его взаимодействии с интенсивным ультракоротким импульсом.

ДИАГНОСТИКА ПОТОКА КЛАСТЕРОВ, РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР, ГОЛОГРАФИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Кластеры представляют собой промежуточное звено между отдельными атомами или молекулами и объемными макроскопическими телами. Кластерные потоки (пучки) используются в современных технологиях и экспериментальных исследованиях. Для получения высокоэнергетичных электронов и ионов, а также нейтронов при облучении кластеров интенсивными лазерными импульсами. Для напыления (осаждения) тонких пленок. Для получения новых материалов для электроники. Для обработки поверхностей наноматериалами. Для генерации узконаправленного (когерентного) монохроматического излучения в мягкой рентгеновской области.

Для приложений большое значение имеет надежная информация о таких характеристиках потоков кластеров как их размеры (распределение кластеров по размерам), количество газовой фракции, плотности атомов на различных расстояниях от выходного отверстия и т.д.

Потоки кластеров образуются при сверхзвуковом расширении из сопла газа, находящегося в камере под давлением. Сопло бывает двух видов: коническое и щелевое. Для каждого вида сопла размер кластеров зависит от давления и температуры газа в камере, а также от угла, ограничивающего газ при его поступлении в сопло.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО РАЗМЕРА КЛАСТЕРА МЕТОДОМ РЭЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ

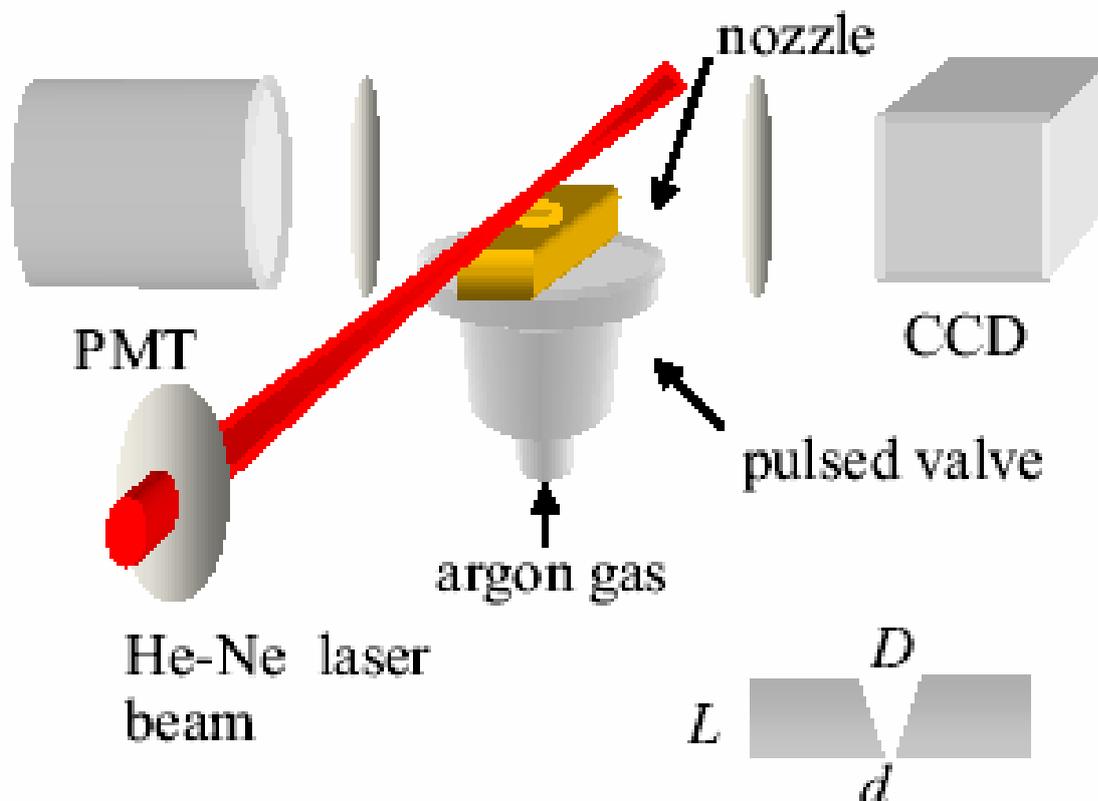


Рис. 1. Схема установки в эксперименте [1] для определения размеров кластеров методом Рэлеевского рассеяния. Справа внизу схема сопла

Интенсивность Рэлеевского рассеяния: $S_{RS} \propto n_c \sigma$, n_c – число кластеров, σ – сечение рассеяния. Известно, что $\sigma \propto r^6$ (r – радиус кластера, $r \propto N_c^{1/3}$, N_c – число атомов в кластере), т.о. $S_{RS} \propto n_c N_c^2$. В предположении, что все атомы агрегированы в кластеры, число кластеров в области рассеяния $n_c \propto nl/N_c$ (n – атомная плотность, l – длина области рассеяния).

Т.о., интенсивность Рэлеевского рассеяния $S_{RS} \propto nl/N_c$. Из условия непрерывности потока следует: $n_0 v_0 A_0 = n v A$, где n_0 , v_0 , A_0 – плотность атомов, скорость потока, и область рассеяния около выхода из сопла, соответственно, n , v , A – соответствующие величины в области рассеяния. На расстоянии несколько диаметров выходного отверстия сопла скорость потока v стабилизируется и достигает конечного значения: $[\gamma/(\gamma-1)]^{1/2} v_0$, γ – феноменологический тепловой коэффициент. Средний размер кластера для заданного давления газа в камере P_0 : $N_c \propto S_{RS} A / (n_0 A_0 l)$. Поскольку n_0 пропорционально P_0 , а A_0 – численная константа, средний размер кластера можно представить в виде:

$$N_c \propto S_{RS} A / P_0 l \quad (1)$$

Интенсивность рассеянного света измеряется с помощью фото умножителя (PMT) и прибора с зарядовой связью (CCD) (рис. 1). Эксперимент установил степенную зависимость интенсивности Рэлеевского рассеяния и среднего размера кластера от давления P_0 . Из рис. 2b можно видеть принципиальные закономерности: (1) средний размер кластера сильно зависит от давления при малых углах поступления газа.

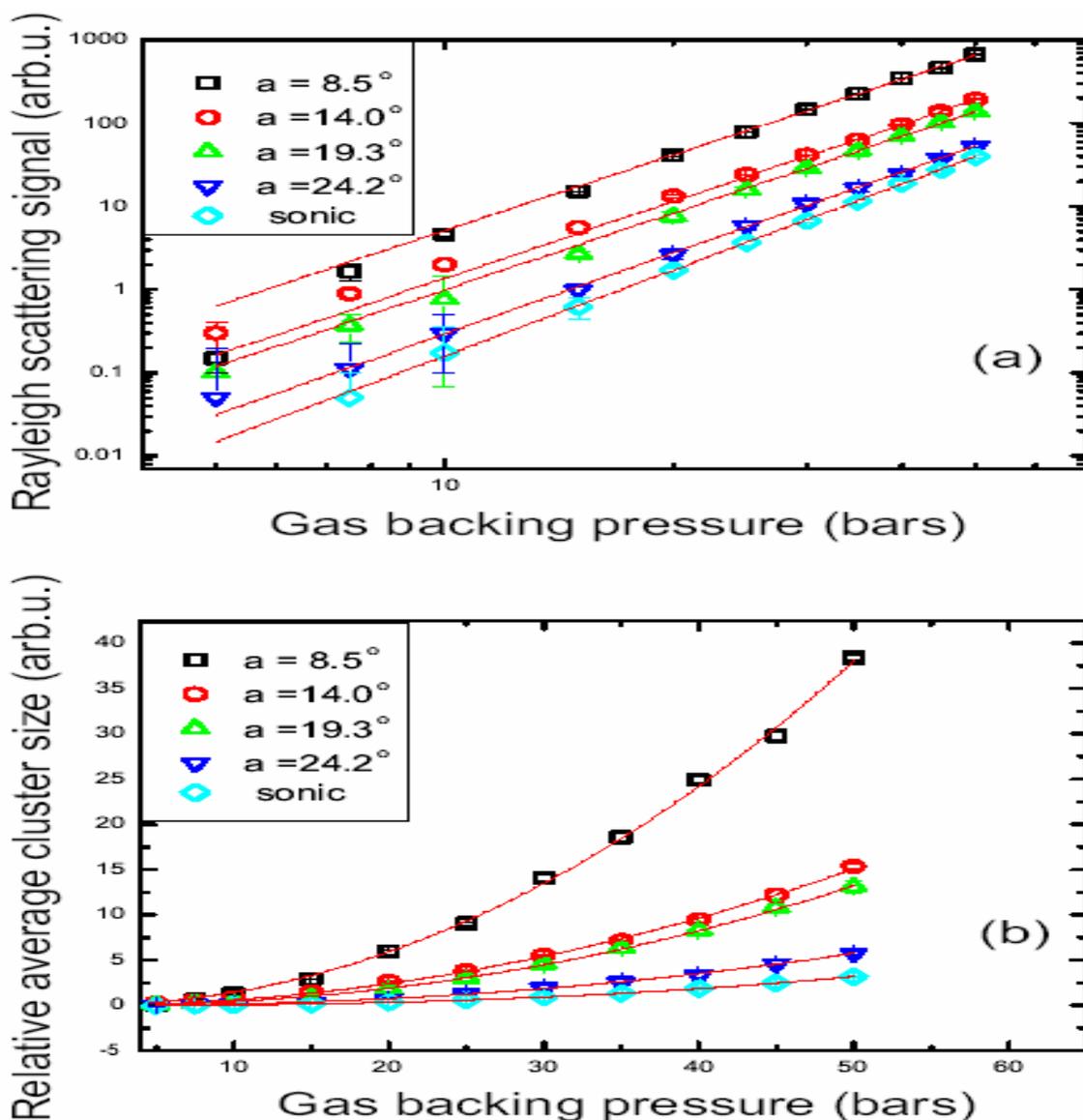


Рис. 2. Зависимость от давления: (а) Рэлеевского сигнала; (б) среднего размера кластера для различного угла конического сопла, а также для звукового сопла. Сплошная линия получена подгонкой формулы Хагена к экспериментальным данным работы [1]

СОВРЕМЕННЫЕ МОНОИМПУЛЬСНЫЕ МЕТОДЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ НАНООБЪЕКТОВ

Техника голографии, использующая источники излучения в рентгеновской области была предложена в [2]. Отсутствие достаточно ярких когерентных источников в мягкой рентгеновской области – основная проблема на пути создания голограмм с высоким пространственным и временным разрешением. В настоящее время благодаря созданию РЛ, лазеров на свободных электронах (синхротронах), РЛ, полученных генерацией высоких гармоник интенсивно развивается новое направление – исследование нанообъектов методами построения голографических изображений. В [3] был разработан метод улучшения разрешения путем теоретического анализа голографического изображения. С использованием настольного РЛ с $\lambda = 46,9$ нм было достигнуто пространственное разрешение < 400 нм. В [4] представлена установка для построения голографических изображений углеродных нанотрубок с пространственным разрешением 46 ± 2 нм, которое приблизительно равно длине волны облучения. В [4] рассматриваются способы повышения разрешения голограмм.

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ КОМПАКТНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР С $\lambda = 41,8$ нм НА ПЕРЕХОДЕ $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ В Rд-ПОДОБНОМ КСЕНОНЕ

В [5] был предложен новый класс рентгеновских лазеров (РЛ), в которых плазма формируется в результате взаимодействия интенсивного циркулярно поляризованного лазерного импульса с газообразной мишенью. В результате туннельной ионизации оптическим полем (ИОП) лазера образуются электроны с температурой, достаточной для накачки инверсии за счет столкновений с электронами и достижения большого коэффициента усиления. В [6] было выполнено моделирование РЛ в плазме благородных газов на переходах: $2p^5 3p^1 S_0 - 2p^5 3d^1 P_1$ с $\lambda=46.9$ нм в Ne- подобном аргоне (Ar^{8+}), $3d^9 4d^1 S_0 - 3d^9 4p^1 P_1$ с $\lambda=32.8$ в Ni- подобном криптоне (Kr^{8+}), $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ с $\lambda= 41.8$ нм в Rд-подобном ксеноне (Xe^{8+}). Моделирование указывало на возможность больших квантовых выходов для трех схем РЛ.

Первый РЛ с накачкой ИОП был продемонстрирован в [7], где циркулярно поляризованный лазерный луч 10 Гц, 70 мДж, с длительностью 40 фс продольно фокусировался в ячейку, содержащую газ ксенона при давлении 5 – 12 тор. Предполагалось, что диаметр активной области плазмы составлял 50 – 100 мкм. Из наблюдаемых спектров ионизованного ксенона было установлено, что пиковая интенсивность лазера накачки была 3×10^{16} Вт/см² на длине 7,4 см. На этой длине не было достигнуто насыщения, численные значения квантового выхода с $\lambda = 41,8$ нм не измерялись. По оценкам [7] произведение коэффициента усиления на длину ячейки $gL \approx 11$. Насыщение по длине было достигнуто в [8], где РЛ с ИОП накачкой в Xe^{8+} был получен с использованием циркулярно поляризованного лазерного импульса: 330 мДж, 10 Гц, 35 фс, продольно фокусированного в ячейку с ксеноном при давлении 15 тор. Интенсивность накачки оценивалась как $I_{pump} \sim 3 \times 10^{17}$ Вт/см². Квантовый выход РЛ в линию с $\lambda = 41,8$ нм достигал 5×10^9 фотонов/импульс при длине 5 мм.

В эксперименте [9] была предпринята попытка продемонстрировать лазерный эффект в Хе IX ($\lambda = 41,8$ нм) в плазме, образованной в результате взаимодействия Ti- сапфирового лазера (10 ТВт, 810 нм, 55 фс, 10 Гц) с потоком кластеров ксенона. Измерялось фокальное пятно накачки, которое составило 25 мкм. Использовались два вида сопла для формирования потока кластеров: конический (с круглым отверстием) и щелевой. Для круглого – атомная плотность варьировалась в диапазоне $1,1 \times 10^{17} - 6,9 \times 10^{17}$ см⁻³; давление в камере с ксеноном изменялось от 0,7 до 4 МПа, средний размер кластеров варьировался в диапазоне 15 – 50 нм. Второе сопло было щелевой формы 5 мм×0,5 мм. Для щелевого клапана атомная плотность изменялась в значительно более широком диапазоне: $1,1 \times 10^{17} - 3,3 \times 10^{19}$ см⁻³. Для обоих видов клапанов исследовались два способа накачки: с предварительным импульсом и без него. Замечательно, что сильный лазерный эффект возникает при использовании щелевого клапана с одним импульсом накачки ($E_{pump} \sim 350$ мДж) без предварительного импульса при плотности плазмы в диапазоне более, чем два порядка. Максимальный квантовый выход 2×10^{10} фотон/импульс наблюдался при атомной плотности $7,5 \times 10^{17}$ см⁻³. Во всех трех экспериментах [7 – 9] квантовый выход РЛ сильно зависел от поляризации импульса накачки, лучшие результаты были получены при циркулярной поляризации импульса накачки. Во всех экспериментах наблюдалась дефокусировка импульса накачки и радиальная неоднородность плотности плазменного шнура, что приводило к неоднородности коэффициента преломления для выходящего излучения и его пространственной расходимости.

Ниже мы приводим результаты моделирования РЛ в Xe^{8+} с $\lambda = 41,8$ нм. Мы выполняем атомно-кинетические расчеты коэффициентов усиления; задача – путем подгонки неизвестных параметров плазмы воспроизвести экспериментальные зависимости от длины плазмы (сопоставление с [8 – 9]), а также от атомной плотности (сопоставление с [9]). Мы объясняем причины аномально широкого диапазона плотности плазмы для создания РЛ.

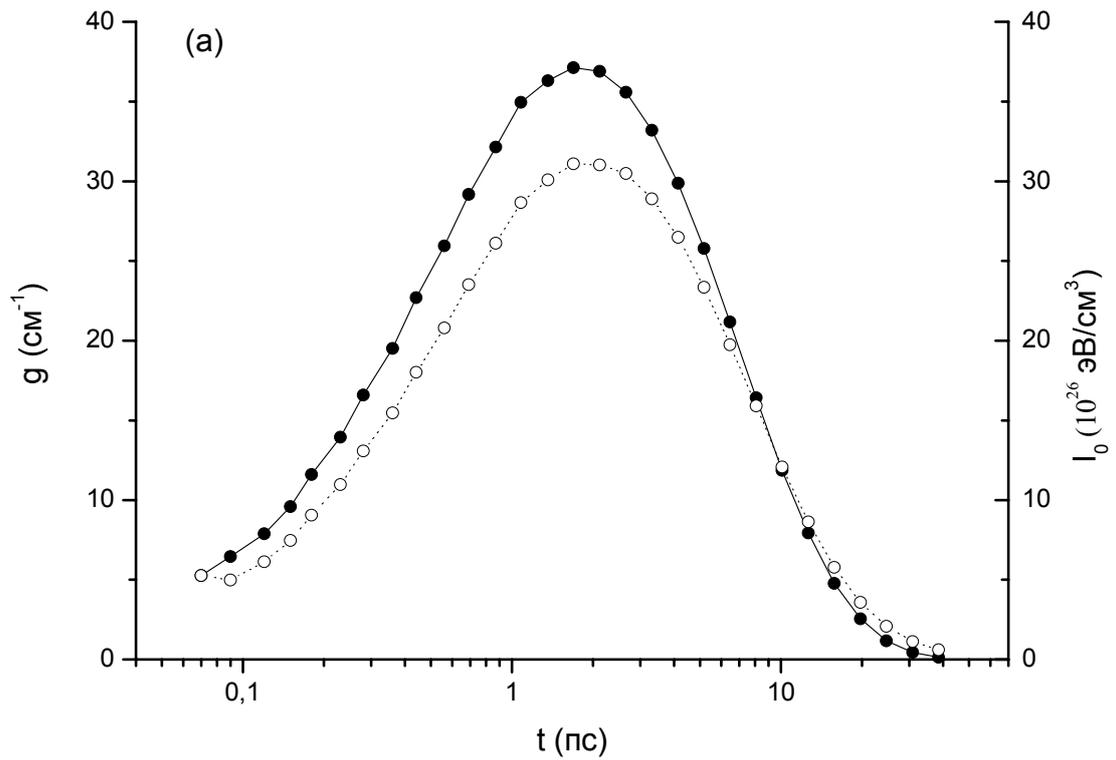
Атомно-кинетический расчет выполняем в предположении, что плазма является однородной. Тогда для расчета коэффициента усиления $g(t)$ достаточно пять параметров: электронная, ионная плотности n_e, n_i , их температуры T_e, T_i и диаметр плазмы d . Поскольку в условиях интенсивных ультракоротких импульсов накачки ионизационный баланс $[Xe^{8+}] \approx n_i$ порядка 0,9, можно полагать, что $n_e \approx 8 \times n_i$. Наш подход к моделированию РЛ можно найти в [10 – 11], а также в ссылках этих работ.

РЛ в [8] генерирует $N_{out}^{ph} = 5 \times 10^9$ в условиях насыщения по длине $L = 5$ мм. Этих данных достаточно, для воспроизведения экспериментальных результатов при $T_e = 140$ эВ, $n_e = 4,8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d = 16$ $\mu\text{м}$ и фракции Xe^{8+} в плазме $[Xe^{8+}] = 0,85$. На Рис.3а представлены рассчитанные при этих параметрах $g(t), I_0(t)$. $I_0(t)$ – мощность излучения с $\lambda = 41,8$ нм в единицу объема без учета усиления. Зависимость квантового выхода от длины мишени показана на рис. 3б.

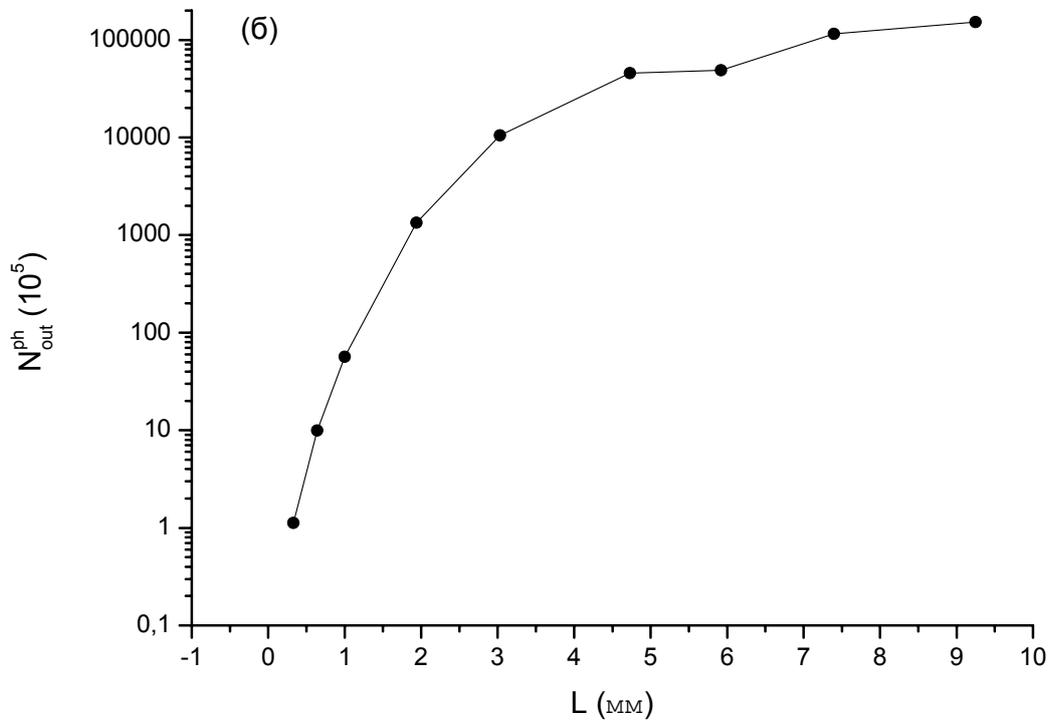
В эксперименте [9] при использовании щелевого сопла для формирования потока кластеров сильный лазерный эффект наблюдался для атомной плотности $1,1 \times 10^{17} \leq n_i \leq 3,3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На рис. 3 в работе [9] показана зависимость N_{out}^{ph} от плотности ксенона, т.е. от n_i . Для интерпретации этого результата эксперимента [9] выполнен расчет $g(t)$ для каждого значения плотности ксенона (см. Рис.3 в [9]). Расчеты выполнены при фиксированных параметрах: $d = 25$ $\mu\text{м}$, $L = 1,7$ мм, $[Xe^{8+}] = 0,9$. Для каждого значения атомной плотности (n_i) значение T_e подбиралось таким образом, чтобы воспроизвести функцию N_{phout} от n_i . Результаты расчета зависимости N_{phout} от n_i показаны на рис. 4. Определенная таким образом зависимость T_e от n_i показана на правой оси рис. 4.

Из расчетов следует, что при предельно высоких значениях $n_i = 3,3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ заметный лазерный эффект может быть достигнут при $T_e \geq 2$ кэВ. Очевидно, что увеличение T_e с увеличением n_i происходит благодаря увеличению размера кластера при увеличении давления в камере с ксеноном. По всей видимости, кластеры, формируемые щелевым соплом в [9] больше по размеру, чем кластеры, формируемые коническим соплом. Т.о., T_e в плазме, полученной с использованием щелевого сопла, значительно выше, чем в плазме, полученной с использованием конического сопла.

В экспериментах [12 – 15] изучалось взаимодействие интенсивного фемтосекундного лазера с кластерами благородных газов, которые содержали $10^2 - 10^6$ атомов в кластере. Эксперименты и моделирование показали, T_e в плазме, полученной в результате этого взаимодействия, на несколько порядков превышает значение T_e , достигаемое при взаимодействии такого же лазерного импульса с газовой мишенью. В эксперименте [14] показано сильное увеличение энергии ионов и электронов при увеличении размера кластера ксенона. Временная форма импульса – длительность пьедестала перед основным фс-импульсом – играет принципиальную роль для достижения высоких T_e . В [15] были зарегистрированы электроны с T_e несколько кэВ, полученные при взаимодействии интенсивного импульса с потоком кластеров ксенона. Моделирование наноплазмы в кластере, выполненное в [14], позволило сделать вывод о том, что динамика распада кластера зависит от момента, когда наноплазма в кластере претерпевает резонансный разогрев за счет основного фс-импульса. Наибольшее значение T_e достигается, когда электронная плотность в наноплазме составляет $3n_{crit}$ в момент взаимодействия ($n_{crit} = \pi c^2 m_e / e^2 \lambda^2$ – электронная плотность, при которой частота лазера равна плазменной частоте). Малые кластеры распадаются слишком быстро до взаимодействия с фс-импульсом, большие кластеры достигают $3n_{crit}$ после прохождения основного фс-импульса. Острый пик горячих электронов возникает благодаря электронам, которые вылетают из кластера в момент резонансного взаимодействия. Эффективность поглощения кластерами энергии лазерного импульса была измерена в эксперименте [12]; при $I_{pump} = 10^{16} - 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ до 95% энергии импульса поглощалось кластерами ксенона.



a)



б)

Рис. 3. (а) Временная эволюция коэффициента усиления $g(t)$ с $\lambda = 41,8$ нм в Xe^{8+} . В расчете параметры плазмы: $n_e = 4,8 \times 10^{18}$ см⁻³, $T_e = 140$ эВ, $d = 16$ $\mu\text{м}$, $[\text{Xe}^{8+}] = 0,85$ подобраны таким образом, чтобы воспроизвести результат эксперимента [8] для зависимости N_{out}^{ph} от L ; (б) Рассчитанная зависимость N_{out}^{ph} от L

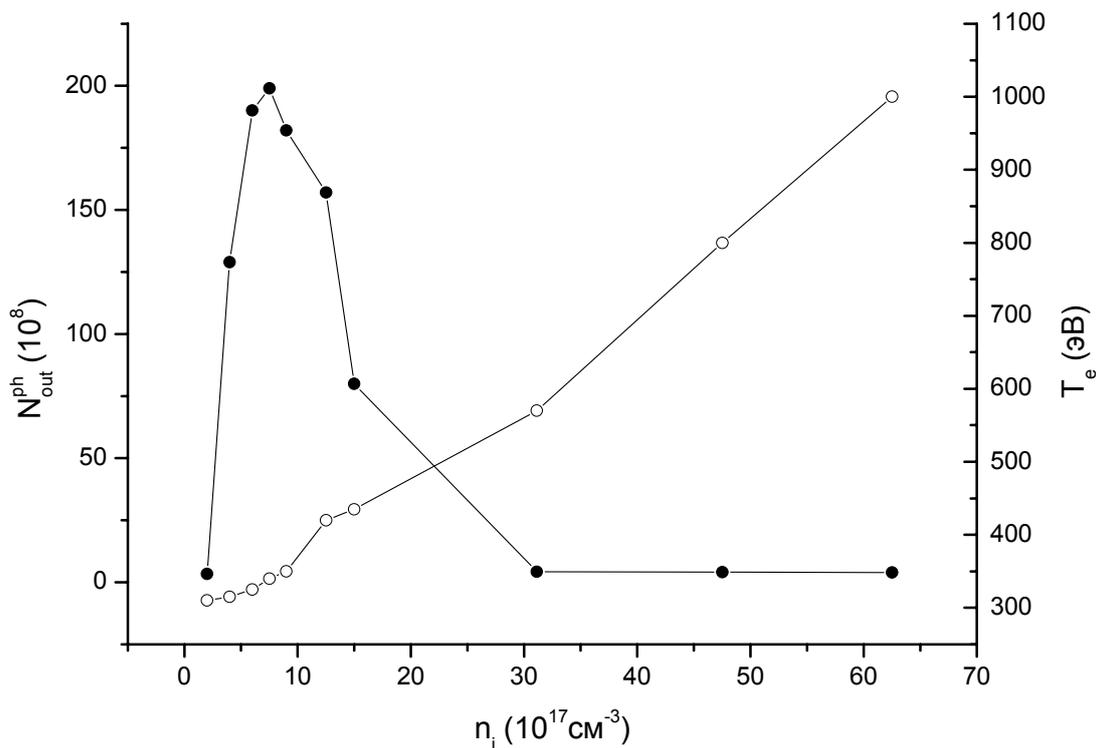


Рис. 4. Зависимость квантового выхода (●) в линию 41,8 нм от плотности ксенона в плазме с $d=25 \mu\text{м}$, $L=1,7 \text{ мм}$, $[\text{Xe}^{8+}] = 0,9$. Значения T_e (○, правая ось) определено подгонкой квантового выхода к соответствующим экспериментальным значениям

Вышеупомянутые экспериментальные исследования лежат в основе нашей идеи создания высокоэффективного РЛ в Pd- подобном ксеноне. В начале рассуждения фиксируем длину плазменного шнура $L = 1,5 - 2 \text{ мм}$, поскольку такая длина наиболее удобна с экспериментальной точки зрения, а также для минимизации пространственной расходимости излучения РЛ. Величина L определяет продолжительность РЛ, т.е. время затухания $g(t)$: $t_{\text{las}} \approx 5 - 6 \text{ пс}$. Согласно нашим расчетам это условие удовлетворяется при $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (время распада приблизительно обратно пропорционально n_e). Временная эволюция $g(t)$ при $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 25 \mu\text{м}$, $[\text{Xe}^{8+}] = 0,9$ показана на рис. 5а для трех значений T_e : 420, 550, и 900 эВ. Соответствующие значения $g(t)$, усредненные на интервале 5,1 с ($L = 1,7 \text{ мм}$): $\tilde{g} = 61,9$; 78,5; и 116,7 см^{-1} . Зависимость квантового выхода от T_e представлена на рис. 5б.

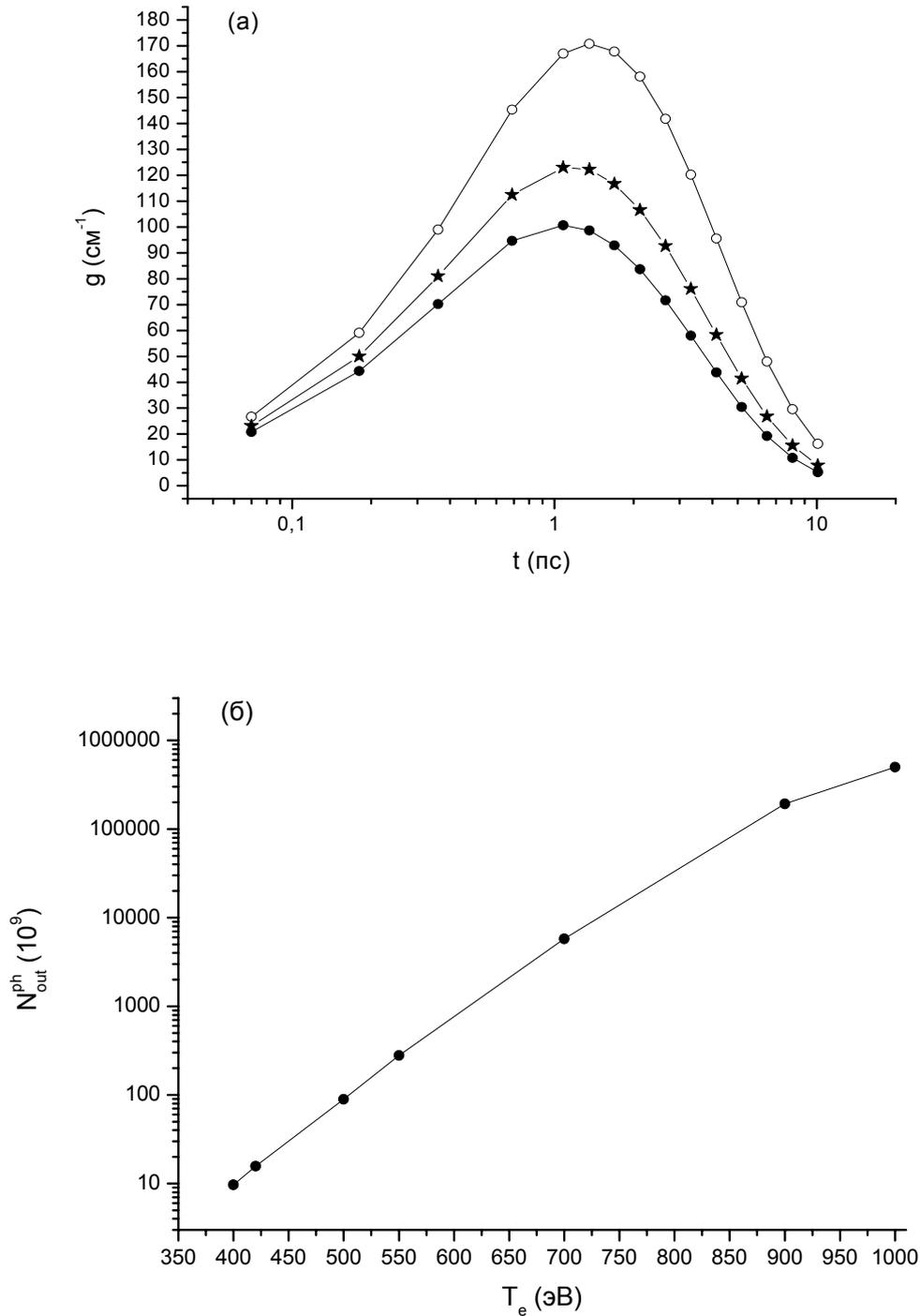


Рис. 5. (а) Временная эволюция $g(t)$ с $\lambda = 41,8$ нм в плазме с $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $d = 25 \text{ мкм}$, $T_e = 420$ (•), 550 (*), 900 (○) эВ. (б) Зависимость квантового выхода от T_e при параметрах плазмы на рис. 5а

В эксперименте [8] двукратное увеличение I_{pump} приводило к увеличению $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$ на ~ 3 порядка, что качественно согласуется с результатом на рис. 5б. Эти результаты демонстрируют чрезвычайно сильную зависимость $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$ от T_e . Предположим, что в эксперименте [9] более высокие значения T_e могут быть достигнуты при условии выполнения перечисленных ниже условий. (I) Формирование кластеров с более высоким количеством атомов ксенона в кластере. Это может быть достигнуто уменьшением температуры газа в исходной камере, уменьшением угла поступления газа ксенона в сопло и т.д. (II) Оптимизация продолжительности и интенсивности пьедестала основного фс-

импульса для достижения резонансного взаимодействия наноплазмы в кластере с фс-импульсом, т.е. для достижения максимального энерговклада импульса накачки в формирующуюся плазму. (III) Использование специально рассчитанного конического зеркала (аксикона) в качестве плазменного волновода, поддерживающего необходимую интенсивность накачки волновода на протяжении определенной длины; при этом существенно улучшится радиальная однородность плазмы, а область слабоионизованной плазмы на периферии существенно уменьшится. (IV) Интенсивность основного циркулярно поляризованного света должна быть в пределах $10^{16} \leq I_{pump} \leq 10^{17}$ Вт/см², $E_{pump} \geq 1$ мДж в зависимости от размера плазмы.

ГОЛОГРАФИЯ ПОТОКА КЛАСТЕРОВ

На рис. 6 показана одна из возможных схем для получения голографического изображения потока кластеров в моноимпульсном режиме с использованием РЛ, модель которого представлена выше. ~1% энергии импульса Ti-сапфирового лазера накачки фокусируется на область исследуемого потока кластеров, на эту же область направляется импульс РЛ с $\lambda = 41,8$ нм. Предполагается, что РЛ импульс и опорный импульс приходят на исследуемую область потока одновременно. Распределение кластеров по размерам можно определить в результате накопления данных каждого снимка. Если известно распределение кластеров по размерам и количество атомов в них, а также атомная плотность в потоке, то возможна оценка газовой фракции в потоке.

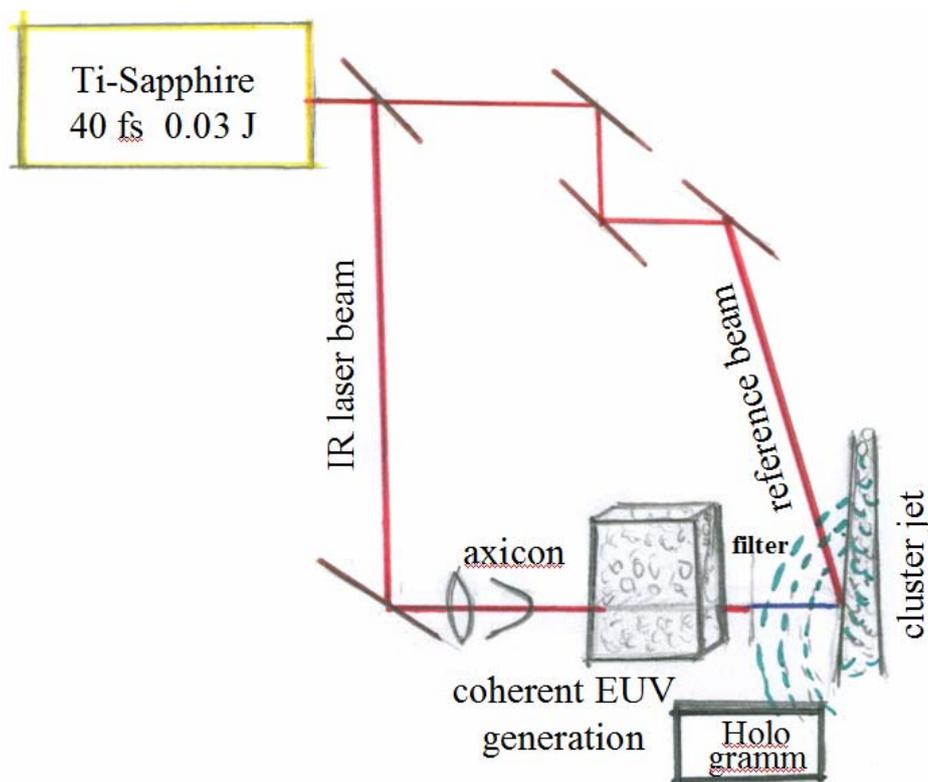


Рис. 6. Схема установки для получения голографического изображения потока кластеров

На рис. 7 показана одна из возможных схем исследования динамики расширения кластера под воздействием импульса накачки и последующего его распада. Предполагается, что импульс накачки кластера пьедесталом основного фс-импульса приходит на исследуемую область потока на 0 – 3 нс ранее, чем оба импульса, снимающие голографическую картину расширяющихся кластеров. Для исследования взаимодействия пьедестала с кластерами желательно, чтобы опорный луч (на рис.7 справа) был бы пикосекундной длительности. Т.о., опорный луч лазера и луч РЛ не должны иметь

пьедесталов для достижения четкого исследования процесса расширения кластера и его резонансного взаимодействия с фс-импульсом.

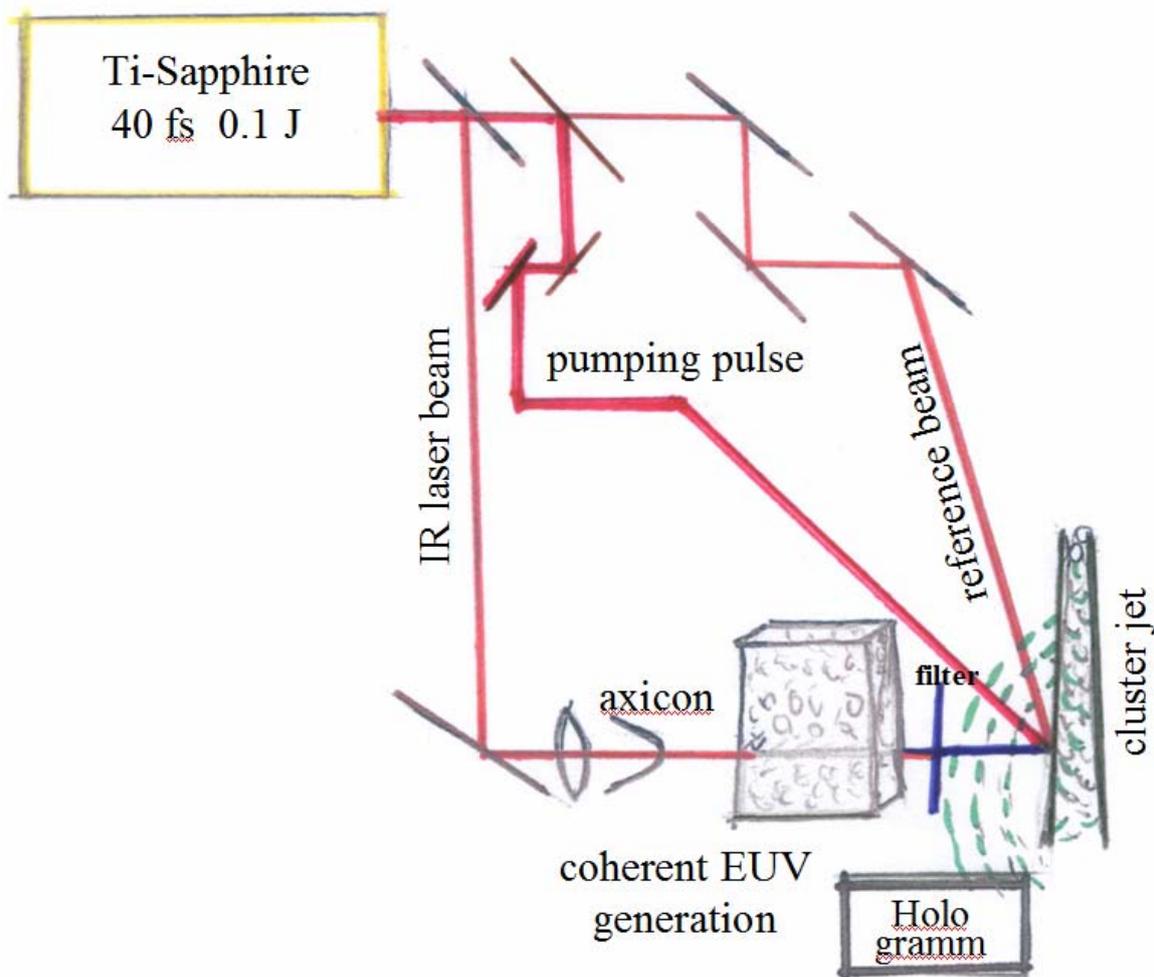


Рис. 7. Исследование динамики распада кластеров методом «накачка-зондирование»

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Современные методы диагностики потоков кластеров методом Рэлеевского рассеяния используют лазеры с длиной волны ~ 1 мкм. Они не дают адекватного представления о размерах кластеров, о распределении их по размерам, об их пространственном (трехмерном) изображении, о наличии газовой фазы в потоке, а также о динамике изменений в кластере под влиянием внешних полей. Представляется актуальным использование современных голографических методов для диагностики потоков кластеров; центральной проблемой является создание лабораторных высокоэффективных источников монохроматического когерентного излучения в области вакуумного ультрафиолета.

Предлагаемая модель РЛ относительно проста для исполнения; при $E_{pump} \sim 1$ мДж количество фотонов в линию 41,8 нм $> 10^{13}$ достаточно для создания голографической картины потока достаточно больших кластеров в моноимпульсном режиме. Наша модель адекватно воспроизводит экспериментальные значения квантового выхода путем выбора параметров T_e , d , и $[Xe^{8+}]$. Сильная зависимость N^{ph}_{out} от T_e обусловлена большими значениями сечений (и скорости R_{col}) возбуждения верхнего рабочего уровня $4d^9 5d \ ^1S_0$ электронным ударом, а также возрастанием R_{col} с T_e . Как можно видеть из рис. 3а, 5а, верхний рабочий уровень заселяется до максимального значения за время ~ 1 пс, столь малое время термализации электронов порядка обусловлено быстрым рассеянием электронов на ионах. Длительность РЛ составляет 1 – 20 пс в зависимости от плотности. В предлагаемой модели РЛ отсутствует пьедестал импульса РЛ. Эффективность РЛ с накачкой ИОП потока

кластеров ксенона с использованием щелевого клапана может составить ~0,5% от энергии импульса накачки.

Лазер может использоваться для диагностики распределения кластеров по размеру. С использованием атомного силового микроскопа достаточное разрешение достигается для размера кластеров ≥ 30 нм. Аналогичная схема высоко эффективного, компактного РЛ может быть рассчитана для Kr^{8+} с длиной волны 32,8 нм, использование которой позволит исследовать кластеры с размерами ≥ 20 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **G. Chen, B. Kim, B. Ahn, and D.E. Kim** Experimental investigation of argon cluster sizes for conical nozzles with different opening angles // *J. Appl. Phys.* 2010. V. 108. 064329.
2. **Baez A.V.** A study in diffraction microscopy with special reference to X-rays // *J. Opt. Soc. Am.* 1952. V. 42. P. 756-762.
3. **Sub 400 nm spatial resolution extreme ultraviolet holography with table top laser** / Wachulak P.W., Bartels R.A., Marconi M.C. et al. // *Optics Express.* 2006. V. 14. №21. P. 9636-9642.
4. **Soft x-ray laser holography with wavelength resolution** / Wachulak P.W., Marconi M.C., Bartels R.A. et al. // *J. Opt. Soc. Am.* 2008. V.25. №11. P. 1811 – 1814.
5. **Corkum P.B., Burnett N.H., and Brunel F.** Above-Threshold Ionization in the Long-Wavelength Limit // *Phys.Rev. Lett.* 1989. V. 62. P. 1259-1262.
6. **Lemoff B.E., Barty C.P.J., Harris S.E.** Femtosecond-pulse-driven, electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases // *Optics Letters.* 1994. V. 19. P. 569-571.
7. **Demonstration** of a 10 Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in XeIX / Lemoff B.E., Yin G.Y., Gordon C.L. III et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 74. P.1574-1577.
8. **Sebban S.** et. al. Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-Ray Laser at 41.8 nm // *Phys. Rev. Lett.* 2001 V. 86. P. 3004-3007.
9. **Collisional** excitation soft x-ray laser pumped by optical field ionization in a cluster jet / Chu H.-H, Tsai H.-E., Chou M.C. et al. // *Phys. Rev. A.* 2005. V. 71, 061804 (R).
10. **Ivanova E.P.** Quasi-continuous X-ray laser with $\lambda=10.8$ nm in Pd-like tungsten using nanostructured target // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 82. 043824.
11. **Иванова Е.П., Иванов А.Л.** Супермощный источник монохроматического излучения в области дальнего ультрафиолета // *ЖЭТФ.* 2005. Т. 127, №5. 957-972.
12. **High Energy Ion Explosion of Atomic Clusters** / Ditmire T., Tisch J.W.J., Mason M.B. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. №14. 2732-2735.
13. **Interaction** of intense laser pulses with atomic clusters / Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M. et al. // *Phys. Rev. A* 1996. V. 53. 3379-3402.
14. **Explosion** of atomic clusters irradiated by high-intensity laser pulses: scaling of ion energies with cluster and laser parameters / Springate E, Hay N, Tisch J.W.G. et al. // *Phys. Rev.* 2000 A. V. 61, 063201.
15. **Electron** Generation in the Interaction of Intense Laser Pulses with Xe Clusters / Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. №16. 3343-3346.