

Эффективная генерация K -характеристического рентгеновского излучения при лазерном возбуждении крупных кластеров SF_6 в присутствии газа носителя Ar

В. М. Гордиенко¹⁾, М. С. Джиджоев, И. А. Жвания, В. П. Петухов[□], В. Т. Платоненко, Д. Н. Трубников⁺,
А. С. Хоменко

Физический и ⁺Химический факультеты, Международный учебно-научный лазерный центр и

□ НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, 11999 ГСП-2, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 февраля 2010 г.

Исследованы параметры K_α -характеристического рентгеновского излучения серы генерируемого при облучении кластеров SF_6 , находящихся в окружении атомов аргона, интенсивным лазерным излучением. Установлено, что при формировании крупных кластеров шестифтористой серы при оптимальных параметрах эксперимента генерация характеристического рентгеновского излучения происходит с высокой эффективностью и плотность потока характеристических рентгеновских фотонов составляет 10^2 квантов/мрад²/импульс при энергии лазерного импульса 5 мДж. Показано, что для характеристики пространственных размеров газокластерной струи и области кластерной плазмы может быть использован процесс генерации третьей гармоники.

Взаимодействие высокоинтенсивного ($I > 10^{15}$ Вт/см²) фемтосекундного лазерного излучения с атомарными или молекулярными кластерными пучками является в настоящее время предметом активных экспериментальных и теоретических исследований. Возникающую в экспериментах кластерную наноплазму отличает ряд особенностей: высокое поглощение лазерного излучения, вплоть до 95%, отсутствие высокой электронной проводимости, ограничивающей нагрев плазмы, восстановление исходных параметров мишени к каждому акту взаимодействия лазерного излучения со средой. Высокая поглощательная способность кластерной плазмы, по-видимому, обусловлена резонансом Ми. Гидродинамическое расширение больших кластеров (с числом частиц порядка 10^6) обеспечивает эффективное взаимодействие лазерного излучения с плазмой на временах порядка нескольких пикосекунд. Такая плазма является источником рентгеновского излучения [1], в ней возможна эффективная генерация третьей и более высоких гармоник фемтосекундного лазерного излучения [2, 3]. Возбуждение пучка дейтерий-содержащих кластеров лазерным импульсом сверхмалой длительности приводит к термоядерной реакции, что позволило разработать компактные источники нейтронов [4]. Подробный обзор экспериментальных исследований, теоретических моделей и численных

работ, связанных с фемтосекундным возбуждением кластерных пучков содержится в [5].

Рентгеновское излучение является одним из основных источников информации о процессах, протекающих в наноплазме, возникающей при взаимодействии сверхинтенсивного ($I \geq 10^{15}$ Вт/см²) лазерного излучения с кластерной средой. Характеристическое излучение на K_α -переходах высокозарядных ионов из кластерной плазмы отличается высоким контрастом (то есть отношением интенсивности K_α -линий к интенсивности сплошного спектра), который может достигать величины 65 [6]. Это узкополосное рентгеновское излучение может быть использовано для зондирования плотной плазмы и мониторинга ее физических свойств [6], а также для получения рентгенограмм микро- и нанообъектов, в том числе и биологических, с высоким пространственным и временным разрешением [7, 8].

В большинстве работ увеличение выхода рентгеновского излучения достигается как путем увеличения интенсивности и энергии лазерного излучения, обеспечивающим большие эффективные фокальные объемы [9], так и за счет варьирования конфигурации сверхзвукового сопла и газодинамических параметров – исходного давления газа и его температуры, определяющих концентрацию и размеры кластеров.

В последнее время наметился ряд новых подходов, которые, в сочетании с отмеченными выше, позволяют существенно повысить выход рентгеновского излучения. Так было обнаружено увеличение выхода рентгеновского излучения при добавке легкоионизи-

¹⁾ e-mail: gord@phys.msu.ru

руемых молекул к исходным частицам [10]. Использование смесей легких некластеризующихся и тяжелых кластеризующихся атомов приводило к существенному возрастанию выхода рентгеновского излучения по сравнению с однокомпонентным газом, как в мягкой области спектра [1, 11], так и в жесткой [12]. Рост выхода рентгеновского излучения в этих работах может быть связан с увеличением концентрации кластеров в приосевой части пучка. Наконец, развитие самофокусировки и самоканалирования лазерного излучения в кластерной среде также может существенно влиять на выход рентгеновского излучения [7, 13–15].

Однако следует отметить, что число исследованных газовых сред, образующих кластеры большого размера без их предварительного охлаждения, сравнительно невелико. Поэтому поиск новых газокластерных сред, эффективно взаимодействующих с высокоинтенсивным лазерным излучением, важен как для расширения знаний в физике экстремального возбуждения наночастиц, так и для разработки высокоэффективных источников характеристического рентгеновского излучения со сверхмалой длительностью импульсов.

Предметом данной работы явилось исследование процесса кластеризации молекул шестифтористой серы в смеси с аргоном и определение эффективности генерации K -характеристического рентгеновского излучения серы при воздействии на такой кластерный пучок высокоинтенсивным ($I \sim 10^{15}$ Вт/см²) излучением субпикосекундной длительности. Основанием для выбора такой среды послужили результаты работы [16], где было показано, что при сверхзвуковом истечении смеси газов SF₆ и Ar молекулы SF₆ эффективно кластеризуются.

Первые результаты настоящего исследования были представлены в [17].

Кластеризация молекул SF₆. Образование кластеров происходит при сверхзвуковом адиабатическом истечении исследуемого газа из камеры высокого давления через коническое сопло, снабженное импульсным клапаном. Интерферометрические измерения, выполненные в ряде работ, показали, что на выходе сопла реализуется однородное распределение средней плотности частиц по сечению пучка, причем большие кластеры концентрируются на оси пучка из-за малой поперечной скорости. С ростом исходного давления плотность малых кластеров падает, а больших растет (реакция коагуляции). Средний размер кластера определяют по формулам Хагена [18] и их модификациям [19]. Формулы Хагена не дают информации о концентрации кластеров, то есть доли клас-

теризующихся атомов газа. Это значение определено в цикле работ (см., например, [19]), в которых проведено численное решение совместных систем газодинамических и кинетических уравнений для двухфазного течения. В нашей работе [17] в качестве исходного газа была выбрана смесь SF₆ + Ar в соотношении 1:8. Как отмечалось в [17], молекулы SF₆ наряду с вращательными степенями свободы имеют 2 низлежащих трехкратно вырожденных колебания, дающих вклад в теплоемкость молекул при комнатной температуре. Поэтому при сверхзвуковом истечении газа постоянная адиабатического процесса $\gamma = c_p/c_v$ оказывается зависящей от времени, и соответствующие формулы для вычисления параметров газа за срезом сопла становятся неприменимыми. Использование формулы Хагена для определения среднего размера кластеров в этом случае также некорректно. Более того, постоянная k в параметре Хагена для SF₆ неизвестна. Поскольку средняя плотность частиц за срезом сопла пропорциональна исходному давлению независимо от режима истечения, то естественно предположить, что размер кластера растет по такому же закону, как и по модифицированной формуле [19], то есть как $P_0^{1.8}$. Для термализации молекул SF₆ (V - T , R - T – релаксации) в работе [16] использовались смеси SF₆ с He, Ne, Ar. Наиболее эффективным релаксантом оказались атомы аргона, существенно повысившие интенсивность образования кластеров. В этой работе эксперименты проводились с непрерывной газовой струей, истекающей из сопла Лавала, что позволило авторам воспользоваться всем комплексом газодинамических измерений, в том числе методом дифракции медленных электронов для определения диаметра кластеров [20]. В [16] также проводились измерения массовой доли конденсированного газа, показавшие, что при исходном давлении смеси более 4 атм все молекулы SF₆ кластеризуются.

Кластеры SF₆ из-за относительно высокой температуры конденсации (94 К) образуются на ранних этапах расширения. Теплота конденсации “уносится” атомами аргона, препятствуя их кластеризации. Кластеры SF₆ образуют кристаллическую структуру с центрированной кубической решеткой, имеющей постоянную решетки 5.8 Å. При соотношении концентраций SF₆ и Ar (1:8) и максимальном давлении 7 атм, использованной в работе, средний диаметр кластеров SF₆ оказался равным 60 нм с числом молекул в нем $1.2 \cdot 10^6$, а плотность кластеров порядка 10^{10} см⁻³ [16]. Кластеры Ar диаметром 5 нм были обнаружены в смеси с концентрацией SF₆ 3% в [21].

Таким образом, имеющиеся данные дают основание считать, что использование смеси SF_6 -Ar (в пропорции 1:8) при более высоких давлениях должно приводить к эффективному образованию крупных кластеров SF_6 , локализованных в приосевой части кластерной струи, что в свою очередь может существенно увеличить выход рентгеновского излучения при воздействии на такую струю сверхкороткими импульсами высокоинтенсивного ($I \geq 10^{15}$ Вт/см²) лазерного излучения.

Схема экспериментальной установки. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В экспериментах использовалось излучение

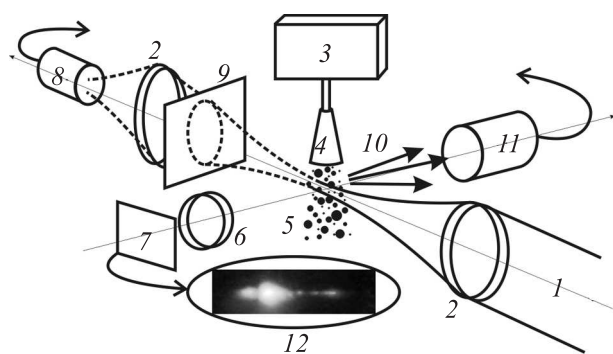


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – излучение Ti:Sa лазера, 2 – фокусирующая линза (10, 21 см), 3 – резервуар с газом высокого давления, 4 – коническое сопло, 5 – кластерная струя, 6 – оптическая система переноса изображения, 7 – ПЗС матрица, 8 – оптико-акустический приемник или волоконный спектрометр, 9 – узкополосный фильтр, 10 – рентгеновское излучение, 11 – ФЭУ, снабженный сцинтиллятором NaJ, 12 – изображение свечения плазменного канала, формирующегося при распространении сфокусированного лазерного пучка мощностью 5 ГВт и вакуумной интенсивностью $I \approx 10^{16}$ Вт/см². Лазерный пучок распространяется справа налево. Длина филамента около 5 мм

титан-сапфирового лазера с длиной волны 810 нм, длительностью импульса 60 фс, диаметром 1 см, частотой следования импульсов 10 Гц, энергией порядка 5 мДж и контрастом 10^6 . Параметр качества лазерного пучка был $M^2 = 2$, длительность импульса могла изменяться путем изменения chirpa лазерного импульса. Использовались лазерные импульсы как с отрицательным, так и с положительным chirпом.

Синхроимпульс с лазерной системы через делитель частоты подавался на регулируемую линию задержки и затем на вход блока управления коническим соплом, снабженным импульсным клапаном фирмы General Valve, длительность синхроимпульса составила 400 мкс, частота работы сопла – 1.25 Гц.

Диаметры критического и выходного сечений сопла были равны 0.75 мм и 4 мм, соответственно. Полуугол при вершине был равен 5°. В [22] было показано, что длительности открытия клапана в 500 мкс достаточно для установления квазистационарного истечения газа через сопло. Однако с учетом кластеризации и отношения смещения плунжера клапана к диаметру сопла в критическом сечении это время может возрасти до нескольких миллисекунд [23]. Кластеризация газа в реальном времени контролировалась методом пироэлектрического детектирования [15, 24]. Для этой цели в нашей схеме (как и в [12]) служил пироприемник (ПЭП), перед которым был установлен скиммер диаметром 1 мм, вырезающий осевую часть струи. Сигнал с ПЭП пропорционален потоку частиц и разности между их полной кинетической энергией и теплотой сублимации кластеров. При столкновении с поверхностью ПЭП кластер испаряется, охлаждая ее. В случае некластеризующего газа сигнал ПЭП положителен и описывает временную форму импульсного пучка. При наличии процесса кластеризации сигнал меняет знак, так как теплота сублимации, приходящаяся на одну частицу, много больше её кинетической энергии [25]. Отрицательный сигнал, таким образом, пропорционален полному числу кластеризованных частиц.

Лазерное излучение фокусировалась линзой с $F = 21$ см в газокластерную струю на 2 мм ниже среза сопла. Из выполненных оценок следует, что диаметр перетяжки около 11 мкм, а максимальное значение “вакуумной интенсивности” (интенсивность излучения в вакууме) примерно $8 \cdot 10^{16}$ Вт/см². При использовании в экспериментах chirпированных импульсов длительностью 300 фс и 1 пс при постоянной плотности энергии интенсивность лазерного излучения снижалась до $1 \cdot 10^{16}$ Вт/см² и $3 \cdot 10^{15}$ Вт/см², соответственно. Для контроля спектра лазерного излучения за выходным кварцевым окном вакуумной камеры устанавливался волоконный спектрометр. Оптико-акустический преобразователь (ОАП) с чувствительностью 30 мВ/мДж служил для измерения поглощенной энергии лазерного излучения кластерной плазмой. Регистрация рентгеновских спектров осуществлялась с помощью спектрометра на базе блока пропорционального детектирования, позволявшего регистрировать рентгеновские кванты в диапазоне 2 ÷ 20 кэВ с энергетическим разрешением ~ 20%. Спектрометр располагался в направлении распространения излучения на расстоянии 40 см от оси газокластерной струи, при этом кварцевая пластина на выходе вакуумной камеры заменялась бериллиевой фольгой толщиной 100 мкм. Перед спектрометром

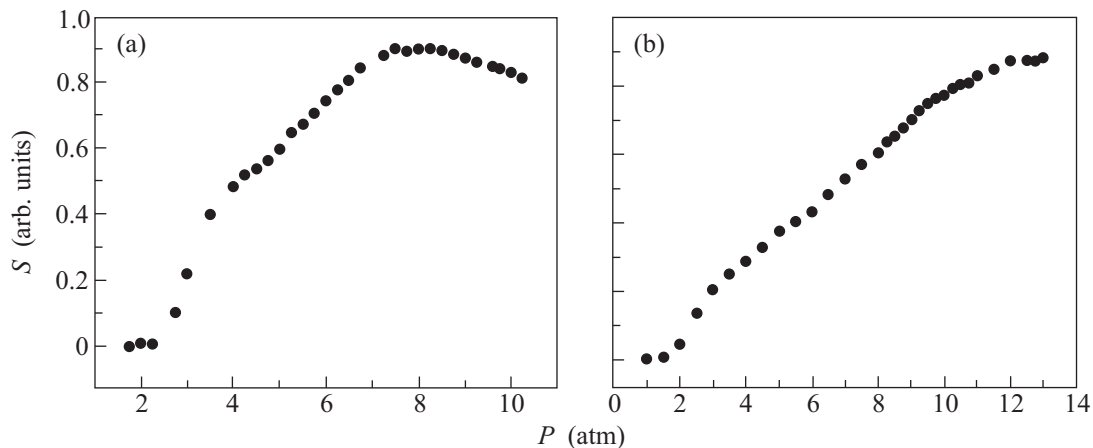


Рис.2. Зависимость амплитуды отрицательного сигнала на ПЭП от давления смеси $\text{SF}_6 + \text{Ar}$: (а) парциальное давление SF_6 0.35 атм, (б) соотношение $\text{SF}_6:\text{Ar}$ в смеси 1:14

была установлена диафрагма диаметром 0.2 см, счет фотонов происходил в режиме 0.6 кванта/импульс. В экспериментах также был задействован рентгеновский ФЭУ, снабженный сцинтиллятором NaI и бериллиевым фильтром толщиной 90 мкм, с помощью которого оценивался интегральный выход рентгеновского излучения кластерной наноплазмы в диапазоне более 2.3 кэВ. В экспериментальной установке была также предусмотрена возможность измерения сигнала третьей гармоники фемтосекундного лазерного излучения (Third Harmonic Generation, THG), которая нами была использована для оценки размера области горячей кластерной плазмы. Для реализации процесса THG схема экспериментов модифицировалась. Спектральная селекция третьей гармоники, прошедшей через выходное кварцевое окно вакуумной камеры, осуществлялась вогнутой дифракционной решеткой с радиусом кривизны 100 см. Решетка была установлена под углом 35° к падающему излучению. Вакуумный фокус и щелевая диафрагма располагались на круге Роуланда. Регистрация излучения в первом порядке дифракции производилась с помощью ФЭК-22 СПУ с областью максимальной чувствительности 250–600 нм. Излучение на основной длине волны дополнительно блокировалось ирисовой диафрагмой и фильтром УФС-5. Мониторинг плазменного канала в газо-кластерной струе осуществлялся по схеме переноса изображения на ПЗС-матрицу.

Экспериментальные результаты. Так как в наших экспериментах использовалось в отличие от [16] коническое сопло, то для определения оптимальной концентрации SF_6 нами было проведено исследование зависимости отрицательного сигнала ПЭП от общего давления смеси при заданном парциальном давлении SF_6 , равном 0.35 атм. Результаты представлены на рис.2а. С ростом давления относитель-

ная концентрация SF_6 падает. При этом сигнал нелинейно нарастает. Перегиб кривой соответствует примерно концентрации 1:8 при давлении смеси 3.3 атм. Это меньше 4 атм, при котором, согласно [16], происходит практически полная кластеризация молекул SF_6 . Дальнейший рост кривой зависимости определяется увеличением концентрации крупных кластеров на оси [12] при снижении концентрации SF_6 в смеси в целом. Последующее насыщение и спад отрицательного сигнала в этом случае определяются тем, что, во-первых, при снижении концентрации SF_6 в смеси момент начала конденсации сдвигается вниз по потоку, уменьшая число кластеризованных молекул [16], и, во-вторых, связан с увеличением вклада кинетической энергии потока. Исследование зависимости кластеризации в области давления ~ 20 атм оказалось невозможным из-за быстрого насыщения ПЭП. Поэтому указанная зависимость была снята для соотношения концентрации 1:14. Результаты приведены на рис.2б. Из графика видно, что после быстрого нарастания в пороговой области сигнал линейно вплоть до насыщения выходного каскада усилителя. Исследование временной зависимости сигнала в линейном диапазоне от длительности синхроимпульса показало, что максимум кластеризации достигается через 700 мкс после прихода синхроимпульса на вход блока управления. Выполненные исследования позволили выбрать рабочую смесь $\text{SF}_6 + \text{Ar}$ (1:8) для проведения основных экспериментов. При этом число кластеризованных молекул растет с давлением смеси по меньшей мере до 20 атм, образуя крупные кластеры с числом молекул порядка 10^7 и размером около 100 нм.

Зависимость поглощенной энергии лазерного излучения от давления, которая представлена на рис.3, оказалась линейной в диапазоне давлений 5–18 атм с

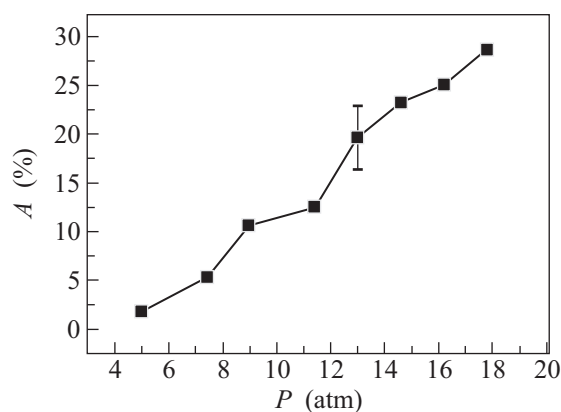


Рис.3. Зависимость доли поглощенной энергии лазерного излучения от давления смеси газов SF_6 -Ar

последующим быстрым насыщением, как и в работе [26]. Максимальное значение доли поглощенной энергии составила 35%. Нами также исследован интегральный выход рентгеновского излучения в диапазоне давлений смеси 8–20 атм. Оказалось, что максимум интегрального выхода рентгеновского излучения в диапазон $E > 2.3$ кэВ достигается при положительном чирпе в лазерном импульсе (в [27] максимальная энергия ионов достигалась при отрицательном чирпе). Оптимальная длительность импульса при этом составила около 10^{-12} с (соответствует вакуумной интенсивности $3 \cdot 10^{15}$ Вт/см² для линзы с $F = 21$ см).

Среднее число молекул в кластерах SF_6 при давлении 20 атм можно оценить, используя результаты работы [16]. Тогда число частиц в кластере составляет $\sim 10^7$ молекул SF_6 . Эта цифра приведена без учета эффективности формирования крупных кластеров при использовании конического сопла [28]. Нами было обнаружено, что для оптимальной длительности лазерных импульсов зависимость интегрального выхода рентгеновского излучения от давления кластеризующейся смеси близка к линейной. Отметим, что аналогичная зависимость от давления наблюдалась ранее в работе [26].

Ориентируясь на получение достоверной оценки эффективности генерации характеристического рентгеновского излучения, методически важным было проведение сравнительных экспериментов с использованием детально изученной кластерной плазмы благородных газов.

Выбор кластерной плазмы чистого аргона в этом качестве естественен, поскольку, во-первых, он является основным компонентом смеси (около 90%), во-вторых, энергии K_α -линии ионизированных атомов S (2.46 кэВ) и Ag (2.9 кэВ) отличаются менее, чем на

0.5 кэВ. Эксперименты с Ag проводились при оптимальной длительности 300–350 фс и среднем размере кластеров 10^6 атомов (давление над клапаном $P = 30$ атм). Результаты измерений свидетельствуют, что интегральный выход рентгеновского излучения из кластерной плазмы $SF_6 + Ar$ более чем на порядок превышает выход рентгеновского излучения из плазмы “чистого” Ag, несмотря на то, что в последнем случае интенсивность лазерного излучения в 3 раза выше. Зафиксировано наличие характеристического K_α -излучения серы в области 2.4 кэВ и отсутствие характеристических линий аргона при его преобладающей концентрации в смеси с $SF_6 + Ar$. Установлено, что практически вся энергия рентгеновского излучения сосредоточена в области K_α -переходов. Измеренный в осевом направлении поток K_α рентгеновских квантов составил 10^2 квантов/мрад²/импульс, что, по-видимому, является рекордным значением при энергии лазерного излучения 5 мДж.

Оценки показывают, что в диапазоне интенсивностей $\sim 3 \cdot 10^{15} - 10^{16}$ Вт/см² фемтосекундного лазерного излучения пондеромоторная энергия электронов U меньше потенциала ионизации I_p ионов с K -оболочки. Возбуждение K_α -линий в этом случае происходит за счет соударения с высокоэнергетическими электронами, доля которых в кластерной плазме составляет 10^{-2} по отношению к общему числу электронов [28]. В [29, 30] приведены зависимости сечения ионизации K -оболочки от энергии электронов и показано, что сечение ионизации быстро возрастает при $U \geq I_p$ и достигает максимума при U , равном приблизительно $2I_p$. Для K_α -линий серы пондеромоторная энергия электронов становится равна удвоенному потенциалу ионизации K -оболочки ионов (энергия связи электронов K -оболочки атомов серы составляет 2.478 кэВ [31]) при интенсивности воздействующего лазерного излучения $8.3 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Таким образом при повышении энергии лазерного импульса оптимальной длительности выше порогового значения следует ожидать резкого возрастания выхода K_α излучения серы из исследуемой смеси $SF_6 + Ar$. Такое возрастание выхода K_α -линии из плазмы чистого аргона наблюдалось в [13] при превышении интенсивности выше порогового значения. Отметим, что в [7] при существенно больших значениях энергии (140 мДж) поток K_α -фотонов из кластерной плазмы аргона составлял $1.2 \cdot 10^3$ квантов/мрад²/импульс.

Для оптимизации выхода рентгеновского излучения оказались критически важными условия фокусировки лазерного импульса в кластерную струю из-за самоиндуцированной рефракции в газо-кластерной

среде. Передний фронт гауссового импульса при взаимодействии с передним краем потока, состоящим из мономерного газа, инициирует как керровскую фокусировку (в нашем случае условия на превышение мощности над критической мощностью самофокусировки выполняются), так и ионизацию среды с максимумом электронной плотности на оси пучка, приводящей к дефокусировке. При дальнейшем продвижении пиковой интенсивности импульса в среду плотность электронов в кластерах превышает критическую величину (радиальный градиент плотности становится отрицательным) и световой пучок начинает эффективно самофокусироваться [32]. Положение вторичного реального фокуса, а вместе с ним выход рентгеновского излучения, становится зависимым от параметров экспериментов (средней концентрации газа, размера кластеров и их распределения по сечению, интенсивности и энергии лазерного излучения, жесткости фокусировки F/D и т.д.). С целью выявления роли условий фокусировки нами были проведены одновременные измерения зависимости поглощенной энергии лазерного излучения и выхода рентгеновского излучения от положения вакуумного фокуса воздействующего лазерного излучения относительно газо-кластерной струи. Положение лазерного фокуса сканировалось с шагом 500 мкм вдоль направления лазерного излучения, охватывая всю ширину газовой среды. Результаты приведены на рис.4, откуда следует практически полная иден-

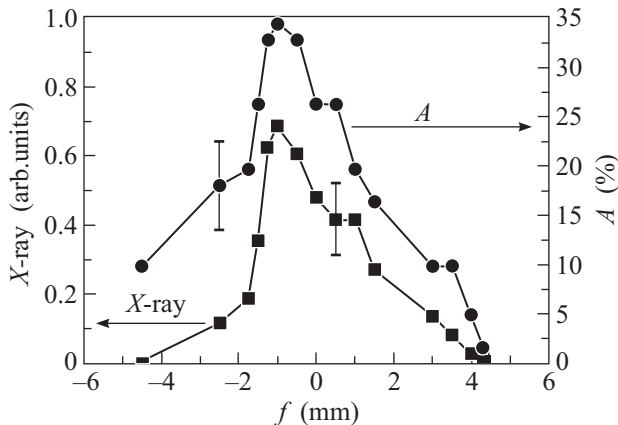


Рис.4. Зависимость выхода рентгеновского излучения (■) и доля поглощенной энергии лазерного излучения (●) в зависимости от положения фокусирующей линзы. Смесь газов SF_6 -Ar, давление над клапаном 20 атм. Отрицательные значения положения соответствуют фокусировке излучения за осью сопла, положительные – перед осью сопла, нулевое смещение соответствует оси газокластерной струи

тичность поведения зависимостей выхода рентгеновского излучения и поглощенной энергии от положе-

ния вакуумного фокуса. Полуширина обоих распределений оказывается около 2 мм, что соответствует половине диаметра газо-кластерной струи на выходе сопла. Видно, что максимум кривых находится не на оси потока, где концентрация кластеров максимальна, а сдвинут от нее в направлении распространения лазерного излучения. Сдвиг составил около 1 мм. Обращает на себя внимание и резкий спад кривых после прохождения максимума. В работах [7, 14] оптимальной оказалась фокусировка излучения на переднюю часть струи, в то время как в [13] положение вакуумного фокуса устанавливалось за осью кластерного пучка.

Следует отметить, что постоянный мониторинг области газо-кластерной струи, осуществляемый по схеме переноса изображения на ПЗС-матрицу, свидетельствует о реализации режима самоканалирования и периодической самофокусировки распространяющегося сквозь струю лазерного излучения. Похожая картина отмечалась и в других работах [7, 13, 33].

Нами были проведены эксперименты по исследованию зависимости сигнала THG от условий фокусировки, результаты которых показаны на рис.5 вместе

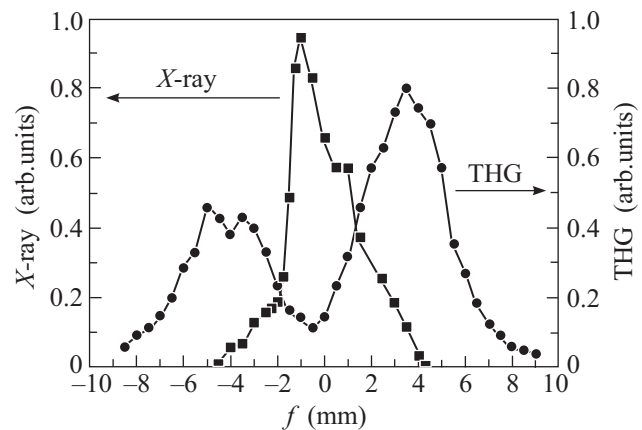


Рис.5. Зависимость выхода рентгеновского излучения (■) и сигнал THG (●) в зависимости от положения фокусирующей линзы. Выход рентгеновского излучения измерялся для смеси Ar и SF_6 (1:8, 18 атм, линза 20 см), генерация третьей гармоники – для смеси Ar и SF_6 (1:8, 21 атм). Отрицательные значения положения соответствуют фокусировке излучения за осью сопла, положительные – перед осью сопла, нулевое смещение соответствует оси газокластерной струи

с зависимостью выхода рентгеновского излучения. Зависимость сигнала THG от условий фокусировки имеет вид двугорбой кривой с минимумом в приосевой области газо-кластерной струи. Сравнение с зависимостью рентгеновского излучения (поглощенной энергии) показывает, что провал сигнала THG прак-

тически совпадает с областью максимального выхода рентгеновского излучения. Вместе с тем видно, что минимум ТНГ совпадает с осью потока, где плотность и размер кластеров максимальны. Величина второго горба меньше из-за снижения интенсивности воздействующего лазерного излучения вследствие поглощения энергии. Расстояние между максимумами сигнала третьей гармоники определяет ширину газо-кластерной струи. Максимальная энергия третьей гармоники составила 50 нДж при эффективности преобразования $\sim 10^{-5}$.

Для объяснения полученных результатов и результатов, представленных на рис.4, рассмотрим качественную картину распределения плотности частиц на некотором расстоянии за срезом сопла. В случае кластеризующего одноатомного газа расширение струи при истечении в вакуум в основном происходит за счет атомов, поперечная (тепловая) скорость которых существенно превосходит соответствующую скорость кластеров. Именно по этой причине в [33] на тенеграмме наблюдался плазменный канал длиной около 5 мм при выходном диаметре сопла 2 мм. В бинарной смеси легкого (атомного) и тяжелого (молекулярного) газов этот эффект оказывается более выраженным, поскольку на оси пучка размер кластеров и их концентрация выше, а содержание легкого газа в исходной смеси почти на порядок больше. Таким образом, в процессе истечения газовой смеси SF_6 -Ar (1:8) в вакуум центральная часть струи, состоящая в основном из больших кластеров SF_6 (порядка 10^7 молекул), окружена атомами Ar. В случае фокусировки лазерного излучения в периферийную область газо-кластерной струи, состоящую в основном из атомов аргона, генерация третьей гармоники наиболее эффективна. При приближении положения фокуса к оси струи, в процесс взаимодействия лазерного излучения с веществом вовлекаются кластеры SF_6 , в результате чего плотность генерируемой плазмы увеличивается. С увеличением плотности плазмы начинает нарушаться условие фазового синхронизма для процесса ТНГ, и его эффективность падает. Наиболее плотная плазма соответствует минимуму сигнала ТНГ и реализуется в том случае, когда фокус лазерного излучения находится в приосевой области струи. Таким образом, нелинейный процесс ТНГ оказывается информативным методом диагностики зоны горячей кластерной плазмы и в целом газо-кластерной струи.

Полученные нами результаты дают основание считать, что существенного возрастания выхода K_α рентгеновского излучения серы можно добиться путем повышения энергии лазерного импульса, замены

аргоновой составляющей смеси на гелиевую или неоновую, что в конечном счете может привести к росту интенсивности в лазерно-индуцированном плазменном канале. При реализации такого режима взаимодействия следует также ожидать получения ионов с энергиями в сотни кэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (Роснаука), Госконтракт # 02.740.11.0223, а также грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-90259уз.

1. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik et al., Phys. Rev. A **53**, 3379 (1996).
2. T. Donnelly, T. Ditmire, K. Neuman et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2472 (1996).
3. B. Shim, G. Hays, R. Zgadzaj et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 123902 (2007).
4. T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky et al., Phys. Plasmas **7**, 1993 (2000).
5. В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов, М. Б. Смирнов, УФН **177**, 953 (2007).
6. N. L. Kugland, C. G. Constantin, P. Neumayer et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 241504 (2008).
7. L. M. Chen, M. Kando, J. Ma et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 211501 (2007).
8. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, T. Pikuz et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 121110 (2008).
9. S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland et al., Opt. Soc. Am. B **8**, 858 (1991).
10. J. Jha and M. Krishnamurthy, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 041002 (2008).
11. S. Namba, N. Hasegawa, K. Nagashima et al., Phys. Rev. A **73**, 013205 (2006).
12. A. P. Golubev, V. M. Gordienko, M. S. Djidjoev et al., Moscow University Physics Bulletin **64**, 223 (2009).
13. F. Liu, L.-M. Chen, X.-X. Lin et al., Optics Express **17**, 16379 (2009).
14. T. Caillaud, F. Blasco, C. Bonté et al., Phys. Plasmas **13**, 033105 (2006).
15. А. П. Голубев, В. М. Гордиенко, М. С. Джиджоев и др., Вестник Московского университета. Сер.3: Физика. Астрономия **2**, 108 (2009).
16. O. Abraham, S.-S. Kim, and G. Stein, J. Chem. Phys. **75**, 402 (1981).
17. V. M. Gordienko, M. S. Djidjoev, A. P. Golubev, Abstracts V Conference on Physics Electronics UzPEC-5, Uzbekistan, Tashkent, October 28–30, p.23 (2009).
18. O. F. Hagen, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2374 (1992).
19. A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, A. Y. Faenov et al., Rev. Sci. Instrum. **77**, 083112 (2006).
20. L. S. Bartell, Chem. Rev. **86**, 491 (1986).

21. L. S. Bartell, E. J. Valente, and J. C. Caillat, *J. Phys. Chem.* **91**, 2498 (1987).
22. K. L. Saenger and J. B. Fenn, *J. Chem. Phys.* **79**, 6043 (1983).
23. J. Keto, H. Cai, M. Kykta et al., *J. Chem. Phys.* **107**, 6080 (1997).
24. Г. Н. Макаров, А. Н. Пегин, *ЖЭТФ* **134**, 1 (2008).
25. Б. М. Смирнов, *УФН* **162**, 97 (2003).
26. L. Chen, W. Wang, M. Kando et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* in press (2009); doi:10.1016/j.nima.2009.11.048.
27. Y. Fukuda, K. Yamakawa, Y. Akahane et al., *Phys. Rev. A* **67**, 061201(R) (2003).
28. G. C. Junkel-Vives, J. Abdallah, Jr., F. Blasco et al., *Phys. Rev. A* **64**, 021201(R) (2001).
29. E. Nibbering, G. Grillon, M. Franco et al., *JOSA B* **14**, 650 (1997).
30. C. Hombourger, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31**, 3693 (1998).
31. <http://xdb.lbl.gov/Section1/Sec-1-1.html>.
32. I. Alexeev, T. M. Antonsen, K. Y. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 103402 (2003).
33. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, M. Tampo et al., arXiv:0903.0018v1.