

# Оптимизация лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемого в импульсной струе ксенона

В.Е.Левашов, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин

*Оптимизирован «чистый» (безосколочный) импульсный источник мягкого рентгеновского (12.5–25 нм) излучения, возбуждаемый наносекундными импульсами неодимового лазера в импульсной струе ксенона. Увеличена эффективность источника в области  $\lambda < 15$  нм за счет снижения фотопоглощения в периферических областях газовой струи при переходе к сверхзвуковому режиму истечения ксенона в вакуум, а также фокусировки лазерного пучка в ближайший к наблюдателю край плато на радиальной зависимости плотности струи. Эффективность источника на  $\lambda = 13.5$  нм составила 0.22 % в телесный угол  $2\pi$  ср в полосу 0.5 нм.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, импульсная газовая мишень, сверхзвуковая струя ксенона, мягкое рентгеновское излучение, абсолютно калиброванный фотодиод, стигматический спектрограф.

## 1. Введение

В настоящее время лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского (МР) излучения на основе струи Хе в вакууме считается перспективным для ряда лабораторных и промышленных применений, в том числе для проекционной рентгенолитографии на длине волны около 13.5 нм (см., напр., [1]). В отличие от лазерно-плазменных источников, в которых используется твердотельная (в том числе тонкая ленточная) мишень, источник излучения на основе благородного газа является безосколочным и почти не оказывает вредного воздействия на окружающую оптику.

Одна из основных причин, ограничивающих эффективность источника МР излучения, возбуждаемого импульсом излучения лазера в струе газообразного ксенона, заключается в фотопоглощении МР излучения в холодных периферических областях струи. Ранее мы исследовали излучение источника МР излучения, возбуждаемого в струе Хе при его истечении через цилиндрическое сопло [2]. При этом было продемонстрировано, что излучение из средней области вертикального столбика плазмы, создаваемой сфокусированным лазерным пучком в струе (облаке) Хе, почти полностью поглощается, а наружу выходит лишь излучение из верха и низа столбика – мест входа и выхода лазерного излучения из плотных областей струи (рис.1,а). При истечении газа через коническое (сверхзвуковое) сопло поперечное расширение струи газа в значительной степени подавлено, в результате чего формируется иной, более компактный радиальный профиль плотности, причем радиальное распределение плотности и ее абсолютное значение сохра-

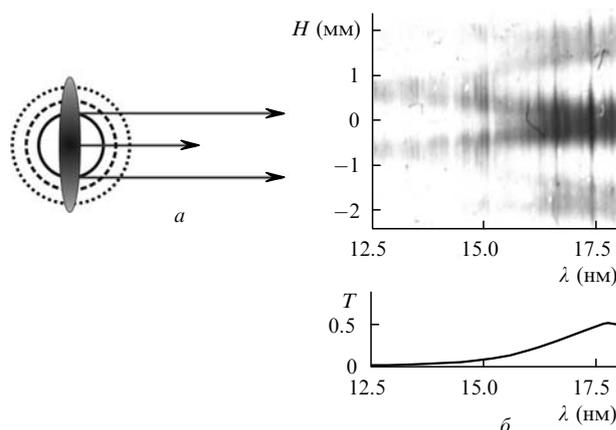


Рис.1. Фотопоглощение в периферии струи газа при его истечении из цилиндрического сопла (а) и формирование «раздвоенного» по высоте спектра лазерно-плазменного источника (внизу коэффициент пропускания характерного «столба» ксенона с плотностью атомов  $1.1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) (б).

няются почти неизменными на расстоянии, равном нескольким выходным диаметрам сопла. Это позволяет, во-первых, отодвинуть фокальную область от сопла на  $\sim 1$  мм в целях его сохранности и, во-вторых, уменьшить фотопоглощение излучения на пути к наблюдателю. Настоящая работа посвящена исследованию и оптимизации источника МР излучения в диапазоне 12.5–25 нм, возбуждаемого неодимовым лазером в сверхзвуковой струе Хе.

## 2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в вакуумной камере диаметром 0.9 м длиной 3.8 м, в которой находился оптический стол с размерами  $0.6 \times 3.6$  м для крепления оптических элементов. Доступ в камеру обеспечивали три люка диаметром 0.75 м. Использовался лазер на кристаллах ортоалюмината иттрия, активированного неодимом ( $\text{Nd:YAlO}_3$ ,  $\lambda = 1.08$  мкм,  $Q = 0.4$  Дж,  $\tau = 6$  нс).

В.Е.Левашов, К.Н.Медников, А.С.Пирожков, Е.Н.Рагозин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru  
Адрес А.С.Пирожкова в настоящее время: Advanced Photon Research Center, Kansai Photon Science Institute, JAEA, 8-1 Umemidai, Kizu-cho, Soraku-gun, Kyoto 619-0215, Japan

Поступила в редакцию 6 апреля 2006 г.

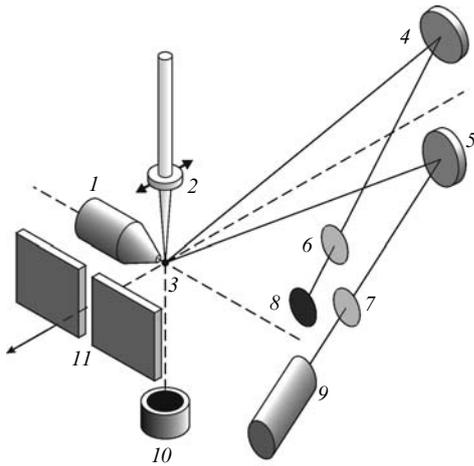


Рис.2. Схема эксперимента и расположения диагностического оборудования:

1 – импульсный газовый клапан высокого давления со сверхзвуковым соплом; 2 – фокусирующая линза, закрепленная на электромеханическом трансляторе, управляемом компьютером; 3 – ксенонная плазма в фокусе; 4, 5 – одинаковые периодические многослойные Mo/Si-зеркала ( $R = 250$  мм,  $D = 30$  мм,  $\lambda_0 = 13.5$  нм,  $\Delta\lambda_{1/2} = 0.5$  нм); 6, 7 – многослойные абсорбционные Zr/Si-фильтры с апертурой 8 мм; 8 – кассета с рентгеновской фотопленкой УФ-4; 9 – фотодиод AXUV-5; 10 – калориметр ВЧД-2; 11 – входная щель дифракционного спектрографа с обратной линейной дисперсией 2 нм/мм.

Лазер размещался на оптическом столе рядом с торцевым фланцем вакуумной камеры, через окошко в котором вводился лазерный пучок.

На рис. 2 представлены схема эксперимента и диагностический комплекс. Струя Xe в вакууме создавалась при помощи импульсного электромагнитного клапана высокого давления 1, синхронизированного со вспышкой лазера. Газ истекал в вакуум через сверхзвуковое коническое сопло в виде канала длиной 1 см с выходным диаметром 1.0 мм при отношении площадей выходного и входного отверстий  $S_{out}/S_{in} \approx 5.0$ . При численном моделировании с учетом конкретной геометрии сопла получены число Маха 4.2–4.35 и скорость  $2.8 \times 10^4$  см/с [3]. В эксперименте максимальное давление газа над соплом (давление стагнации) составляло 10 атм. Излучение лазера при помощи линзы 2 ( $F = 63$  мм, материал ТФ-10) фокусировалось в струю ксенона на расстоянии  $\sim 1$  мм от среза сопла. Диаметр фокального пятна составлял около 40 мкм, а средняя по фокальному пятну интенсивность лазерного излучения была равна  $\sim 5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Наблюдение велось в направлении, перпендикулярном оси струи и оси лазерного пучка. Оправка линзы располагалась на однокоординатном столике с шаговым двигателем, управляемым при помощи компьютера. Это позволяло перемещать точку фокусировки лазерного пучка 3 в горизонтальном направлении перпендикулярно оси струи, вдоль направления наблюдения. Тем самым варьировались плотность газа (и плазмы) в фокальной области и оптическая толщина газа вдоль луча зрения.

Одинаковые многослойные зеркала 4 и 5 ( $\lambda_0 = 13.5$  нм,  $R = 250$  мм,  $D = 30$  мм,  $\Delta\lambda_{1/2} = 0.5$  нм) переносили изображение лазерной плазмы 3 на рентгеновскую фотопленку УФ-4 8 и абсолютно калиброванный рентгеновский фотодиод AXUV-5 9, имеющий временное разрешение 1.7 нс. Видимое и УФ излучение подавлялось свободновисящими многослойными абсорбционными Zr/Si-фильтрами 6 и 7, изготовленными в Институте фи-

зики микроструктур РАН [4, 5]. Круглые диафрагмы диаметром 5 мм ограничивали апертуру многослойных зеркал, чтобы уменьшить почернение фотопленки до приемлемых значений и ввести электрический сигнал с фотодиода в область линейного отклика. Энергия лазерного излучения, прошедшего через струю, измерялась калориметром 10. Для регистрации спектра использовался стигматический дифракционный спектрограф [6, 7] с широкополосным аperiодическим многослойным зеркалом. Регистрация спектра проводилась в том же направлении, что и фотографирование и измерение энергии источника МР излучения, однако на рис.2 входная щель 11 спектрографа условно помещена с противоположной стороны.

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Для выявления роли фотопоглощения линза 2, а с ней и фокальная область лазерного пучка, перемещалась в пределах  $\Delta r \sim \pm 1$  мм в горизонтальном направлении перпендикулярно оси струи, вдоль луча зрения. Одновременно проводились измерения энергии МР излучения, детектируемого рентгеновским фотодиодом AXUV-5 (рис.3,а), и калориметрические измерения доли прошедшей через струю энергии лазерного излучения (рис.3,б).

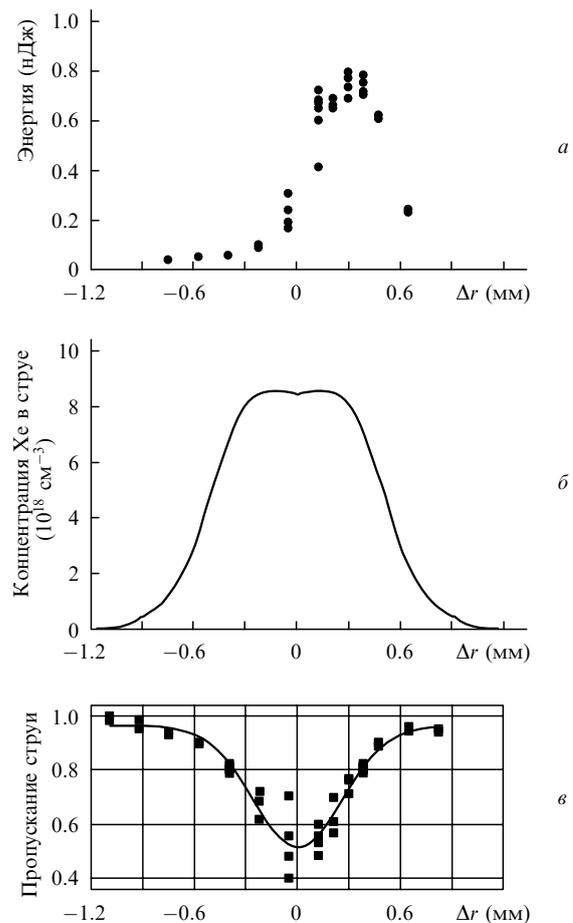


Рис.3. Зависимость энергии МР излучения, идущего в полосу отражения многослойного зеркала, от положения точки фокусировки лазерного импульса относительно оси струи Xe (а), радиальное распределение концентрации Xe в сверхзвуковой струе (б) и зависимость коэффициента пропускания лазерного излучения струей Xe от положения точки фокусировки лазера (в).

На рис.3,б показано радиальное распределение концентрации Xe в струе при его истечении через сверхзвуковое сопло на расстоянии 1 мм от среза сопла при давлении стагнации 9 атм, рассчитанное в [3]. Это распределение имеет почти равномерное плато в центре и относительно резкие границы (трапецеидальный профиль концентрации). Видно, что энергия импульса МР излучения в направлении наблюдения максимальна в том случае, когда ось лазерного импульса смещена на  $\Delta r \sim 0.3$  мм от оси струи в сторону наблюдателя. При этом лазерный пучок фокусируется в ближайший к наблюдателю край плато или на начало склона на радиальном профиле концентрации. Очевидно, что в этом случае реализуется компромисс между требованиями максимальной концентрации газа в фокальной области, что необходимо для эффективного поглощения лазерного излучения и генерации плазмы многозарядных ионов, и минимальной оптической толщины вдоль луча зрения, исходящего из фокуса. Выход излучения плазмы на  $\lambda = 13.5$  нм, определенный по отклику фотодиода в канале регистрации 3–5–7–9 (рис.2), составил в максимуме около  $2.5 \times 10^{-4}$  Дж·ср $^{-1}$ ·нм $^{-1}$ . Эффективность преобразования лазерного излучения в МР в полосу отражения периодического многослойного зеркала шириной 0.5 нм в телесный угол  $2\pi$  ср составила 0.22 %.

Линейный (по амплитуде) режим работы фотодиода достигался при амплитуде сигнала 0.8 В и ниже. Длительность импульса МР излучения на длине волны 13.5 нм, определенная в линейном режиме, практически совпадала с длительностью лазерного импульса (6 нс).

Применение сверхзвуковой струи позволило существенно уменьшить роль фотопоглощения в периферических областях газовой мишени (по сравнению с истечением Xe из цилиндрического сопла [2]). На рис.4 показан спектр ксеноновой плазмы, зарегистрированный при помощи широкополосного стигматического дифракционного спектрографа. На рис.5,а представлена фотография ксеноновой плазмы, полученная в канале регистрации 3–4–6–8 (см. рис. 2), а также условно показано сопло газового клапана. Область свечения имеет колоколообразный максимум интенсивности, размеры которого (по половине интенсивности) составляют 1.45 мм вдоль луча лазера и 0.24 мм в перпендикулярном направлении. Поперечный размер источника соответствует произведению начальной скорости ( $\sim 2 \times 10^6$  см/с) цилиндрической ударной волны, возбуждаемой лазерным импульсом в ксеноне при данных условиях облучения [8], на длительность (6 нс) лазерного импульса по поперечности. Оценка выхода МР излучения по фотографиям источника на длине волны 13.5 нм, основанная на чувствительности фотопленки УФ-4, дает значения эффективности, совпадающие с измеренным по отклику фотодиода в пределах

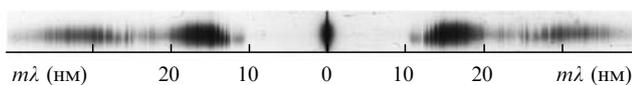


Рис.4. Спектр лазерно-плазменного источника излучения, возбуждаемый в сверхзвуковой струе ксенона. Спектр зарегистрирован при помощи стигматического спектрографа, включающего в себя фокусирующее аперийное многослойное Mo/Si-зеркало нормального падения ( $R = 1000$  мм,  $D = 50$  мм) с равномерным отражением в области 12.5–25 нм и пропускающую дифракционную решетку (1000 штр./мм, рабочая площадь 5 см $^2$ );  $m = 0, \pm 1, \pm 2$  – порядок дифракции. В области  $\lambda < 12.5$  нм, за L-краем поглощения Si, отражение от зеркала существенно слабее.

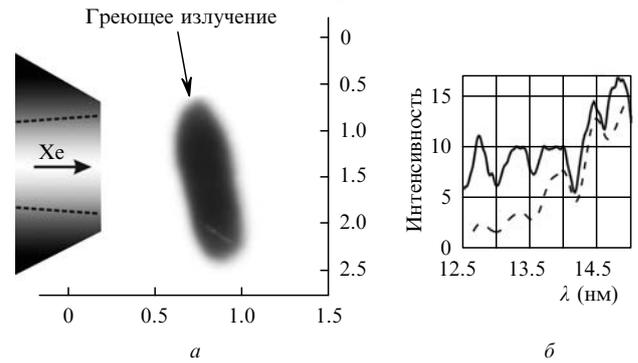


Рис.5. Рентгеновское изображение ксеноновой плазмы на длине волны 13.5 нм, полученное в канале регистрации 3–4–6–8 (рис.2), по осям даны линейные масштабы изображения в миллиметрах (а), и формы спектра излучения источника в области 12.5–15 нм, возбуждаемого в Xe при его истечении через сверхзвуковое (сплошная кривая) и цилиндрическое (штриховая кривая) сопла (б).

20 %. На рис.5,б сопоставлены интенсивности коротковолновых участков спектров источников, возбуждаемых при использовании цилиндрического и конического сопел. Хорошо видно, что при переходе к сверхзвуковому истечению Xe, для которого характерен трапецеидальный радиальный профиль концентрации и существенно более сильный ее градиент при удалении от оси, выход излучения в области  $\lambda \leq 15$  нм увеличивается в несколько раз. Ни спектр плазменного источника излучения, ни его фотография в излучении с длиной волны 13.5 нм не указывают более на то, что фотопоглощение играет доминирующую роль и кардинальным образом подавляет эффективность источника. Однако согласно оценкам, основанным на знании радиального профиля концентрации в сверхзвуковой струе [3] и сечения поглощения нейтрального ксенона [9], оптическая толщина вдоль направления наблюдения составляет  $\sim 2$  для средней части плазменного столика и  $\sim 0.5$  для верхнего и нижнего его концов. Это означает, по-видимому, что есть значительный резерв повышения эффективности источника в полосе поглощения ксенона с центром на  $\lambda = 13$  нм. Эту возможность можно будет реализовать, если удастся существенно повысить степень кластеризации ксенона за счет предохлаждения газа в камере стагнации.

#### 4. Заключение

Исследован безосколочный источник мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемый наносекундными импульсами твердотельного лазера в импульсной сверхзвуковой струе ксенона. Получены спектр излучения источника в диапазоне длин волн 12.5–25 нм и его снимки в излучении с длиной волны 13.5 нм. Показано, что переход к сверхзвуковому соплу в сочетании с выбором специального положения фокуса лазерного пучка в струе позволяет весьма существенно уменьшить роль фотопоглощения и в несколько раз увеличить выход излучения в области  $\lambda \leq 15$  нм. Коэффициент конверсии лазерного излучения в области 13.5 нм составляет около 0.22 % в телесный угол  $2\pi$  ср в спектральный интервал 0.5 нм. Длительность импульса мягкого рентгеновского излучения на длине волны 13.5 нм практически совпадает с длительностью лазерного импульса (6 нс).

Авторы признательны В.И.Луцину и Н.Н.Салашенко (ИФМ РАН), предоставившим абсорбционные фильтры,

и Р. Корде (IRD Inc.) за предоставление абсолютно-калиброванных фотодиодов и полезные консультации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16209) и Программы ОФА РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» (проект № 2.2).

1. Kanouff M., Shields H., Bernardez L., Kubiak G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4343**, 507 (2001).
2. Капралов В.Г., Корде Р., Левашов В.Е., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **32** (2), 149 (2002).
3. Болдарев А.С., Гасилов В.А., Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Пирожкова М.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **34** (7), 679 (2004).
4. Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Прохоров К.А., Салашенко Н.Н., Суслов Л.А. *Поверхность*, № 2, 6 (2003).
5. Бибишкин М.С., Зуев С.Ю., Климов А.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салашенко Н.Н., Суслов Л.А., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Шмаенок Л.А. *Наноптика и наноэлектроника (Материалы симпозиума)* (Н.Новгород: изд-е ИФМ РАН, 2005, т. 2, с. 497); <http://ipm.sci-nnov.ru/rus/CONFERENCE/index.html>.
6. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 32 (2001).
7. Kondratenko V.V., Levashov V.E., Pershin Yu.P., Pirozhkov A.S., Ragozin E.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4782**, 176 (2002).
8. Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., Sasorov P.V., Ragozin E.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4781**, 17 (2002).
9. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54** (2), 181 (1993); [http://www.cxro.lbl.gov/optical\\_constants/](http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/).