

УДК 53.086

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ЭУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ МИКРОСКОПА

© 2023 г. Д. Г. Реунов<sup>а</sup>, \*, И. В. Малышев<sup>а</sup>, А. А. Перекалов<sup>а</sup>,  
А. Н. Нечай<sup>а</sup>, Н. И. Чхало<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

\*e-mail: reuov\_dima@ipmras.ru

Поступила в редакцию 29.11.2022 г.

После доработки 18.02.2023 г.

Принята к публикации 18.02.2023 г.

Исследованы размер и интенсивность лазерно-плазменных источников на основе импульсных газовых струй аргона, работающих на длине волны 13.84 нм. Газовую струю возбуждали лазерным излучением на длине волны 1064 нм с длительностью импульса 4.4 нс, частотой повторения 10 Гц и энергией в импульсе 0.5 Дж. Изучали два способа формирования струи импульсной газовой мишени: с помощью форсунки со сверхзвуковым соплом и с помощью капилляра. Капиллярный источник коммерчески доступен. Аттестацию источников проводили на зеркальном микроскопе, работающем в области экстремального ультрафиолета на длине волны 13.84 нм. Было установлено, что за счет возможности подачи большего давления рабочего газа на вход форсунки, увеличения плотности и уменьшения угла выхода газовой струи в сверхзвуковом сопле по сравнению с капилляром пиковая интенсивность излучения на длине волны 13.84 нм повышается в шесть раз. Ширина на полувысоте диаметра источника на основе форсунки составил  $250 \pm 10$  мкм с профилем, близким к гауссовому. В поле зрения микроскопа  $25 \times 25$  мкм неравномерность засветки от “источника на форсунке” составляет около 1%, в поле зрения  $50 \times 50$  мкм – около 4%. Ширина на полувысоте диаметра источника на основе коммерческого клапана с капиллярным источником составила  $330 \pm 10$  мкм с профилем, близким к П-образному. На основе результатов сравнения в модернизированной версии микроскопа с повышенным до 350 крат увеличением будет использован источник на основе форсунки.

**Ключевые слова:** ЭУФ-микроскопия, лазерно-плазменный источник, аттестация параметров лазерной плазмы, эмиссионные спектры, газоструйные мишени.

**DOI:** 10.31857/S1028096023070154, **EDN:** TDSKZF

### ВВЕДЕНИЕ

В мягкой рентгеновской микроскопии [1, 2] активно развиваются различные лазерно-плазменные источники излучения: с твердотельной [3, 4], газовой [5] и жидкостной мишенями [6, 7], а также источники z-пинч [8] и источники на электронно-циклотронном резонансном разряде [9]. Интенсивность таких источников излучения значительно ниже, чем источников синхротронного излучения [2], но они достаточно миниатюрны и технически не такие сложные, поэтому встраиваются в лабораторные микроскопы. По сравнению с твердотельными мишенями газовые и жидкостные мишени обладают важным преимуществом – в процессе их работы не образуются в заметном количестве твердотельные продукты разложения, поэтому резко уменьшается загрязнение оптических элементов. Разработка более интенсивных лазерно-плазменных источников позволит уменьшить время экспозиции. Это очень важно для

микроскопических исследований, так как снижаются время томографии, тепловой и механический дрейф образца и нагрев детектора. Также важен размер мишени, потому что в зависимости от оптической системы он будет влиять на форму засветки поля зрения изображающего объектива микроскопа.

Для сравнения полученных результатов с литературными данными можно проанализировать [10, 11]. В этих работах использовали схожие по параметрам лазеры для возбуждения лазерной плазмы, а также импульсный газовый клапан, который опишем чуть позже. Получены размер источника  $0.4 \times 0.8$  мм на длине волны 13.84 нм и интенсивность  $(1.36 \pm 0.07) \times 10^{11}$  фотон/имп., или  $(1.36 \pm 0.07) \times 10^{12}$  фотон/с.

В настоящей работе рассмотрим лазерно-плазменные источники на базе клапанов двух типов: коммерчески доступный импульсный газовый источник (источник первого типа), в котором

струя вытекает из цилиндрического капилляра [12], и клапан собственной разработки на базе автомобильной форсунки и сверхзвукового конусного сопла (источник второго типа) [13]. Основное преимущество последнего заключается в том, что на форсунку можно подавать значительно большее давление. Также этот клапан более универсальный, потому что на вход форсунки можно подавать как газ, так и жидкость. В работе проводится сравнение интенсивности излучения и физического размера источника на длине волны 13.84 нм при двух способах формирования импульсной газовой струи аргона.

### ОПИСАНИЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ФОРСУНКИ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ СОПЛОМ

Для формирования импульсной газовой струи использовали форсунку Bosch 0 280 158 017, на входе которой создавали давление газа Ar 10 бар. Для улучшения газодинамических свойств струи, истекающего в вакуумный объем, а именно для формирования более плотной и узконаправленной струи газа, на выходе форсунки было припаяно коническое сопло большого критического диаметра (~500 мкм): угол раствора сопла  $\sim 11^\circ$ , длина 5 мм. При истечении газа в вакуумный объем через такое сопло формируется сверхзвуковой газовый поток. Для формирования плотной газовой мишени в торце форсунки вместо штатных отверстий электроэрозионным методом прорезали отверстие диаметром 1 мм. Это позволяет значительно увеличить плотность формируемой мишени за счет увеличения расхода газа. На поверхность форсунки припайвали обойму, к которой припайвали сопло. Электропитание системы осуществляли с помощью импульсного блока питания, длительность импульсов открытия клапана регулировали в диапазоне от 100 мкс до 1 мс. Частота следования импульсов составляла 10 Гц, что соответствует частоте работы лазера, использованного для возбуждения лазерной плазмы газовой мишени. Синхронизацию открытия форсунки и выстрелов лазера осуществляли с помощью генератора задающих импульсов.

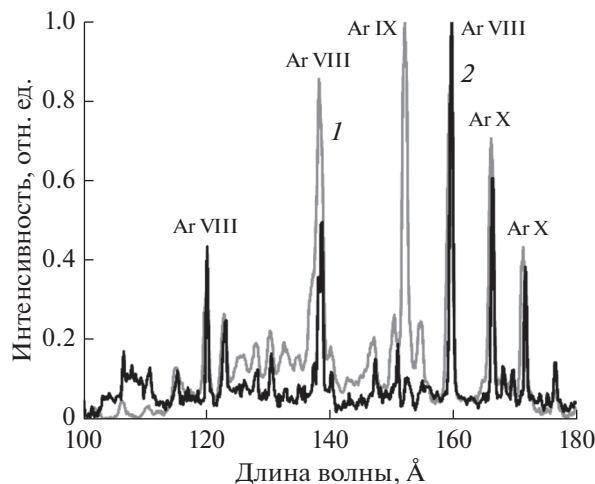
Во время работы система на основе форсунки показала высокую надежность и стабильность. Рабочий диапазон давлений газа на входе в сопло составил от 1 до 25 бар, рабочий диапазон температур от  $-20$  до  $+120^\circ\text{C}$ . Был измерен расход Ar со следующими параметрами: давление газа на входе в сопло 10 бар, длительность импульса открытия клапана 500 мкс. Расход газа составил порядка 0.005 г/с. Такой расход позволяет поддерживать в камере достаточный для работ уровень вакуума 0.05 торр, при котором поглощение излучения остаточными газами одним турбомолекулярным насосом производительностью 2000 л/с

менее 1%. В закрытом состоянии форсунки отсутствует натекание газа в объем установки. Таким образом, разработанная система формирования газоструйных мишеней позволяет получить более высокое давление газа на входе в сопло по сравнению с источником первого типа [12], что дает возможность формировать более плотную газовую мишень и увеличить интенсивность эмиссионного излучения плазмы.

На рис. 1 представлены эмиссионные спектры газоструйной мишени из аргона, полученные с помощью источника первого типа и с помощью системы формирования мишеней источника второго типа с давлением Ar 4 и 10 бар на входе соответственно. Спектры получены при возбуждении газовой мишени лазерными импульсами, энергия импульса 0.8 Дж, его длительность 5.2 нс. Подробно экспериментальная установка, на которой проводились работы, описана в [14]. При описанных экспериментальных условиях зарегистрированы линии ионов Ar VIII, Ar IX и Ar X. Подробную расшифровку наблюдаемых линий осуществляли в соответствии с [15–21]. На рис. 1 видно, что при переходе к системе формирования газовой мишени с помощью форсунки наблюдается существенное перераспределение интенсивности эмиссионных линий. Значительно увеличивается относительная интенсивность линии ионов Ar VIII на длине волны 138.4 Å, а также линии ионов Ar IX на длине волны 152.5 Å. Относительные интенсивности линий ионов Ar VIII  $\lambda = 120, 158.9$  Å уменьшаются. Также стоит отметить значительное увеличение общей интенсивности излучения плазмы.

### МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА И ИНТЕНСИВНОСТИ ЭУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Оба лазерно-плазменных источника по очереди устанавливали в зеркальный ЭУФ-микроскоп (ЭУФ – экстремальный ультрафиолет) с возможностью аксиальной томографии на длине волны 13.84 нм [22, 23]. Схема эксперимента по определению размера лазерно-плазменного источника представлена на рис. 2. Излучение лазера Nd:YAG Ekspla NL303 (частота повторений 10 Гц, мощность 0.5 Дж, длительность импульса 4.4 нс) заводят через оптический ввод и фокусируют на струе газового источника. Область плазменного разряда (П) находится на оптической оси микроскопа. Излучение лазерно-плазменного источника собирается коллектором (увеличение коллектора  $M_c = 1.5\times$ ) в фокальной плоскости объектива, и с помощью двухзеркального объектива Шварцшильда с 46-кратным увеличением его проецируют на детектор с КМОП-матрицей (КМОП – комплементарная структура металл–оксид–полупро-



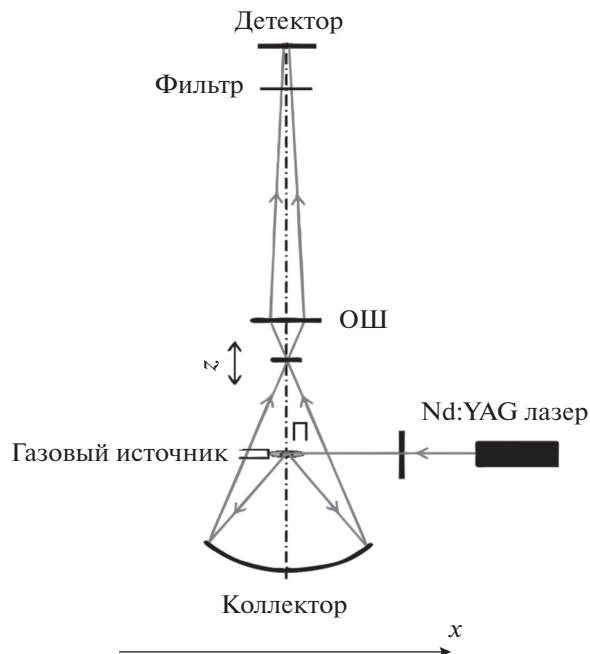
**Рис. 1.** Эмиссионные спектры, полученные на коммерчески доступном электромагнитном клапане (4 бар) [12] (1) и на разработанном клапане на основе форсунки со сверхзвуковым конусным соплом (10 бар) (2).

водник) площадью  $S = 13.3 \times 13.3 \text{ мм}^2$ , чувствительной к мягкому рентгеновскому излучению.

Так как площадь проекции излучения лазерно-плазменного источника на фоточувствительную КМОП-матрицу детектора составляет  $S_p = S/(MM_c) = 190 \times 190 \text{ мкм}^2$ , для получения всего изображения источник смещали перпендикулярно оптической оси так, что при разных положениях источника детектор отображал разные его области. Поперечное смещение источника осуществляли за счет наклона линзы, фокусирующей свет лазера на газовой мишени, и подстройки положения газового сопла в центр пятна фокусировки линзы с помощью моторизованных линейных трансляторов. В итоге были сняты серии изображений по 10 кадров (рис. 3) с малым шагом смещения источника для более точного определения его размера.

Для нахождения ширины лазерно-плазменного излучения на полувысоте серии из 10 изображений источника сшивали по центральным горизонтальным профилям интенсивности (рис. 4). Это было сделано и в случае источника первого типа, в котором струя вытекает из цилиндрического капилляра, и в случае источника второго типа, собранного на базе автомобильной форсунки и сверхзвукового конусного сопла.

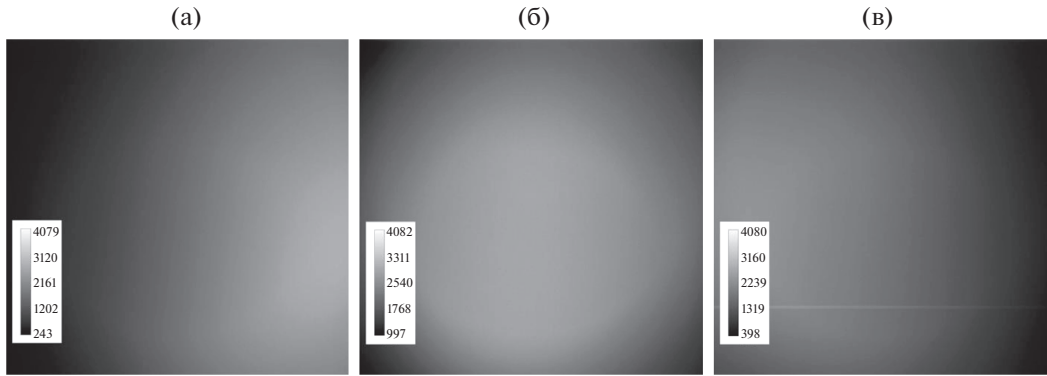
На вход источника первого типа подавали давление 3 бар, так как при более высоких давлениях клапан переставал открываться. На вход источника второго типа подавали давление 10 бар. По полученным профилям была оценена ширина на полувысоте (FWHM) с учетом небольшого (20 мкм) размытия изображения коллектором микроскопа [22] в фокальной плоскости объектива.



**Рис. 2.** Оптическая схема для сравнительного определения размера и интенсивности источника излучения в ЭУФ-микроскопе: ОШ – объектив Шварцшильда; П – плазменный источник;  $z$  – вертикальная ось микроскопа.

Для источника первого типа  $\text{FWHM} = 330 \pm 10 \text{ мкм}$  с профилем, близким к П-образному. Для источника второго типа  $\text{FWHM} = 250 \pm 10 \text{ мкм}$  с профилем, близким к гауссовому распределению. Как было сказано выше, источник перемещали вдоль оси истечения газа. Из рис. 3б видно, что излучение лазерно-плазменного источника радиально-симметрично. Отсюда можно сделать вывод, что поперечный размер источника (в плоскости  $XY$ ) один и тот же вдоль осей  $X$  и  $Y$ .

Таким образом, для разработанного ЭУФ-микроскопа, работающего на длине волны  $\lambda = 13.84 \text{ нм}$  с увеличением  $46\times$  и полем зрения  $290 \times 290 \text{ мкм}$ , лучше подходит источник первого типа, потому что в видимом поле зрения неравномерность интенсивности засветки фокальной плоскости объектива составляет менее 10%. Для повышения разрешающей способности микроскопа сейчас ведутся работы по наращиванию его увеличения до  $350\times$ . Поле зрения уменьшится примерно в 7.5 раз, а плотность фотонов на пиксель – в  $7.5^2 \approx 57$  раз, поэтому более подходящим будет лазерно-плазменный источник второго типа, обладающий большей интенсивностью, чем источник первого типа. Неравномерность засветки в видимом поле зрения  $38 \times 38 \text{ мкм}$  на образце (13.5 мм/350 крат) составит всего 1% (это соответствует полю  $25 \times 25 \text{ мкм}$  в плоскости лазерно-плазменного источника).

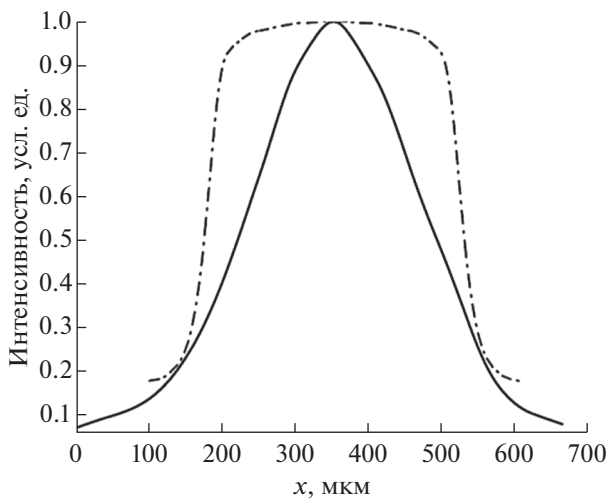


**Рис. 3.** Изображение лазерно-плазменного источника при трех положениях форсунки с конусным соплом относительно оптической оси микроскопа: а – источник сдвинут с оптической оси микроскопа вдоль оси  $-X$  на 0.3 мм; б – источник на оптической оси; в – источник сдвинут с оптической оси микроскопа вдоль оси  $+X$  на 0.3 мм. Цифры обозначают интенсивность, выраженную в 12-битной системе.

Одним из важных параметров излучения источника на выбранной длине волны является абсолютная интенсивность, выраженная в количестве фотонов. Это нужно, чтобы знать число фотонов, прошедших через оптическую систему, которые в конечном счете попадут на матрицу детектора. В итоге, зная число фотонов в пикселе, можно рассчитать время экспозиции кадра. Абсолютное значение средней интенсивности источника  $\eta_{ист}$  за время экспозиции вычисляли по следующим формулам:

$$n_{\text{фотон/пикс}} = \frac{R_{\text{коллектор}} R_1 R_2 T_{\text{фильтр}} \Omega Q E_{\text{CCD}} \eta_{\text{ист}}}{N_{\text{пикс}}}, \quad (1)$$

где  $R$  – коэффициенты отражения каждого оптического элемента объектива Шварцшильда,



**Рис. 4.** Нормированные профили изображений, полученных на источнике на основе форсунки с конусным соплом (сплошная кривая) и на коммерческом источнике (штрихпунктирная кривая).

$T_{\text{фильтр}}$  – коэффициент пропускания рентгеновского фильтра  $\text{Mo/ZrSi}_2$ ,  $\Omega$  – угловая апертура микроскопа, выраженная в долях полного телесного угла  $4\pi$ ,  $QE_{\text{CCD}} = E_{\text{ф}}/E_{\text{пер}}$  – квантовая эффективность детектора,  $\eta_{\text{ист}}$  – искомая интенсивность источника [фотон/имп.] в  $4\pi \cdot \text{ср}$ ,  $N_{\text{пикс}}$  – число пикселей на матрице детектора;

$$N_{\text{ф}} = \frac{5.5 \times 10^4 E_{\text{пер}}}{E_{\text{ф}}}, \quad (2)$$

где  $N_{\text{ф}}$  – число фотонов с длиной волны 13.84 нм, необходимое для полной зарядки одного пикселя матрицы,  $5.5 \times 10^4$  – максимально возможное число электронов в зоне проводимости одного пикселя,  $E_{\text{пер}} = 3.6$  эВ – энергия межзонного перехода,  $E_{\text{ф}} \approx 89.6$  эВ – энергия фотона;  $N_{\text{ф}} = 2200$  фотон/пикс. Это соответствует 4095 отн. ед. в пикселе. На рис. 3б средняя интенсивность составляет 3300 отн. ед., поэтому в соответствующий пиксель пришло  $N_{\text{ф}} = 1773$  фотона. Расчет числа фотонов на пиксель  $n_{\text{фотон/пикс}}$  идет на один лазерный импульс. Для простоты расчетов (1) можно умножить на 10, так как за 1 с происходит 10 лазерных импульсов:

$$t_{\text{эксп}} = \frac{N_{\text{ф}}}{n_{\text{фотон/пикс}}}, \quad (3)$$

где  $t_{\text{эксп}}$  – время экспозиции. Подставляя в (3)  $N_{\text{ф}} = 1773$  фотона,  $t_{\text{эксп}} = 1$  с (для источника второго типа) и 6 с (для источника первого типа), с учетом (1), где неизвестно только  $\eta_{\text{ист}}$ , получим  $\eta_{\text{ист}}$ . Абсолютное значение пика интенсивности источника первого типа при давлении газа на входе 3 бар составило  $\eta_{\text{ист}} = 3.4 \times 10^{10}$  фотон/имп. в

4л · ср, а источника второго типа с давлением на входе 10 бар —  $\eta_{\text{ист}} = 2.1 \times 10^{11}$  фотон/имп. в 4л · ср.

Время накопления сигнала в пике интенсивности в микроскопе с увеличением 46 крат составило 6 с при использовании источника первого типа и 1 с при использовании источника второго типа. При повышении увеличения до 350 крат в поле зрения микроскопа будет попадать только область  $25 \times 25$  мкм вблизи пика интенсивности (рис. 4), поэтому время накопления сигнала составит около

$$t_{\text{эксп}} = (350/46)^2 \times 1 \text{ с} \approx 58 \text{ с.}$$

Если в фокальную плоскость объектива установить исследуемый объект для пропускающей рентгеновской микроскопии, то в зависимости от пропускания излучения образцом время экспозиции составит примерно 1.5–5 мин для каждого кадра. Это время находится в диапазоне времен экспозиции, широко распространенных мягких рентгеновских микроскопов на основе зонных пластинок Френеля [24–28]. Из времени экспозиции одного кадра ясно, что для съемки всей серии изображений при смещении образца вдоль оптической оси микроскопа и реконструкции трехмерного строения с разрешением до 20–40 нм понадобится несколько часов, поэтому важным станет охлаждение матричного детектора. Для уменьшения шумов будем использовать новый детектор с меньшим тепловыделением и новый тип охлаждения с помощью элемента Пельтье и азотного питателя медной шины, охлаждающей элемент Пельтье. Задача — охладить используемый детектор GPIXEL 2020 BSI PulSar до  $-20-0^\circ\text{C}$  или ниже, тогда темновой шум упадет на два–три порядка по сравнению с его значениями при комнатной температуре [29].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были изучены два типа источников, формирующих газовую мишень для лазерно-плазменного источника. Светящаяся лазерная плазма образовывалась в газе аргона, возбуждаемого сфокусированными импульсами лазера с длиной волны 1064 нм, длительностью импульса 4.4 нс, частотой повторения 10 Гц и энергией в импульсе 0.5 Дж. Аттестацию источников проводили на зеркальном ЭУФ-микроскопе собственной разработки. Было установлено, что за счет возможности подачи большого давления на форсунку, увеличения плотности и уменьшения угла выхода газа в сверхзвуковом сопле пиковая интенсивность повышается в шесть раз. FWHM-диаметр источника на основе форсунки со сверхзвуковым соплом составил  $250 \pm 10$  мкм с профилем, близким к гауссовому. В поле зрения  $25 \times 25$  мкм неравномерность интенсивности “источника на

форсунке” составляет около 1%, в поле зрения  $50 \times 50$  мкм — около 4%. Данный источник будет использоваться в ЭУФ-микроскопе с повышенным до 350 крат увеличением и позволит снизить время экспозиции одного кадра до 1.5–5 мин — в шесть раз меньше, чем в случае источника первого типа.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-62-00068).

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Janos K., Chris J., Malcolm H. // Quart. Rev. Biophys. 1995. V. 28. № 1. P. 33.  
<https://doi.org/10.1017/s0033583500003139>
2. Kordel M., Dehlinger A., Seim C., Vogt U., Fogelqvist E., Sellberg J.A., Stiel H., Hertz H.M. // Optica. 2020. V. 7. № 6. P. 658.  
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.393014>
3. Michette G., Turcu I.C.E., Schulz M.S., Browne M.T., Morrison G.R., Fluck P., Buckley C.J., Foster G.F. // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. № 1. P. 1478.  
<https://doi.org/10.1063/1.1144067>
4. Абраменко Д.Б., Анциферов П.С., Астахов Д.И. и др. // Успехи физических наук. 2019. Т. 189. № 3. С. 323.  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.06.038447>
5. Wachulak P.W., Bartnik A., Fiedorowicz H., Rudawski P., Jarocki R., Kostecki J., Szczurek M. // Nucl. Instrum. Methods Phys. B. 2010. V. 268. № 10. P. 1692.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.002>
6. Legall H., Blobel G., Stiel H. et al. // Optics Express. 2012. V. 20. № 16. P. 18362.  
<https://doi.org/10.1364/OE.20.018362>
7. Martz D.H., Selin M., Hofsten O., Fogelqvist E., Holmberg A., Vogt U., Legall H., Blobel G., Seim C., Stiel H., Hertz H.M. // Opt. Lett. 2012. V. 37. № 21. P. 4425.  
<https://doi.org/10.1364/OL.37.004425>
8. Borisov V.M., Koshelev K.N., Prokofiev A.V., Khadzhiyskiy F.Yu., Khristoforov O.B. // Quantum Electronics. 2014. V. 44. № 11. P. 1077.  
<https://doi.org/10.1070/QE2014v044n11ABEH015611>
9. Vodopyanov A.V., Golubev S.V., Mansfeld D.A., Nikolaev A.G., Savkin K.P., Salashchenko N.N., Chkhalo N.I., Yushkov G.Yu. // JETP Lett. 2008. V. 88. № 2. P. 95.  
<https://doi.org/10.1134/S0021364008140051>
10. Bartni A., Fiedorowicz H., Jarocki R., Kostecki J., Rakowski R., Szczurek M. // Proc. SPIE. 2005. V. 5958. P. 279.  
<https://doi.org/10.1117/12.622119>
11. Torrisi A., Wachulak P., Węgrzyński L., Fok T., Bartnik A., Parkman T., Vondrová S., Turňová J., Jankiewicz B.J., Bartosewicz B., Fiedorowicz H. // J. Microscopy. 2017. V. 265. № 2. P. 251.  
<https://doi.org/10.1111/jmi.12494>
12. Fiedorowicz H., Bartnik A., Szczurek M., Daido H., Sakaya N., Kmetik V., Kato Y., Suzuki M., Matsumura M.,

- Tajima J., Nakayama T., Wilhein T.* // Opt. Commun. 1999. V. 163. № 1–3. P. 103.  
[https://doi.org/10.1016/s0030-4018\(99\)00100-5](https://doi.org/10.1016/s0030-4018(99)00100-5)
13. *Гусева В.Е., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.* // Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130. Вып. 2. С. 217.  
<https://doi.org/10.21883/OS.2022.02.51986.2771-21>
14. *Нечай А.Н., Перекалов А.А., Чхало Н.И., Салащенко Н.Н., Забродин И.Г., Каськов И.А., Пестов А.Е.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 9. С. 83.  
<https://doi.org/10.1134/S0207352819090099>
15. *Masayuki S., Hiroyuki D., Woo C.I., Wei Y., Keiji N., Takayoshi N., Kunioki M., Fiedorowicz H.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. № 1. P. 227.  
<https://doi.org/10.1063/1.1526700>
16. *Wieland M., Wilhein T., Faubel M., Ellert Ch., Schmidt M., Sublemontier O.* // Appl. Phys. B. 2001. V. 72. № 5. P. 591.  
<https://doi.org/10.1007/s003400100542>
17. *Fiedorowicz H., Bartnik A., Patron Z., Parys P.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. № 22. P. 2778.  
<https://doi.org/10.1063/1.109232>
18. *Holburg J., Müller M., Mann K., Wieneke S.* // J. Vacuum Sci. Technol. A. 2019. V. 37. № 3. P. 031303.  
<https://doi.org/10.1116/1.5089201>
19. NIST Atomic Spectra Database, Gaithersburg, 2009–2019. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
20. *Kelly R.L., Palumbo L.J.* // Atomic and Ionic Emission Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton. Naval Research Lab. Washington, DC (USA), 1973. № NRL-7599.
21. *Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И.* // Оптика и спектроскопия. 2021. Т. 129. № 2. С. 146.  
<https://doi.org/10.21883/OS.2021.02.50551.243-20>
22. *Мальшев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н. и др.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 1. С. 3.  
<https://doi.org/10.1134/S0207352819010128>
23. *Malyshev I.V., Chkhalo N.I.* // Ultramicroscopy 2019. V. 202. P. 76.  
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2019.04.001>
24. *Wachulak P., Bartnik A., Fiedorowicz H.* // Proc. SPIE. 2019. V. 11076. P. 1107606.  
<https://doi.org/10.1117/12.2526737>
25. *Berglund M., Rymell L., Peuker M., Wilhein T., Hertz H.M.* // J. Microscopy. 2000. V. 197. № 3. P. 268.  
<https://doi.org/10.1046/j.1365-2818.2000.00675.x>
26. *Pereiro E., Nicolaś J., Ferrer S., Howells M.R.* // J. Synchrotron Radiat. 2009. V. 16. № 4. P. 505.  
<https://doi.org/10.1107/S0909049509019396>
27. *Kim K.W., Kwon Y., Nam K.Y. et al.* // Phys. Med. Biol. 2006. V. 51. № 6. P. 99.  
<https://doi.org/10.1088/0031-9155/51/6/N01>
28. *Hertz H.M., Hofsten O., Bertilson M., Vogt U., Holmberg A., Reinspach J., Martz D., Selin M., Christakou A.E., Jerlström-Hultqvist J., Svärd S.* // J. Struct. Biol. 2012. V. 177. № 2. P. 267.  
<https://doi.org/10.1016/j.jsb.2011.11.015>
29. <https://www.gpixel.com/>.

## Sizing the EUV Laser-Plasma Source for a Microscope

D. G. Reunov<sup>1</sup>, \*, I. V. Malyshev<sup>1</sup>, A. A. Perekalov<sup>1</sup>, A. N. Nechay<sup>1</sup>, N. I. Chkhalo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

\*e-mail: [reunov\\_dima@ipmras.ru](mailto:reunov_dima@ipmras.ru)

The size and intensity of laser-plasma sources based on pulsed argon gas jets operating at a wavelength of 13.84 nm were studied. The gas jet was excited by laser radiation at a wavelength of 1064 nm with a pulse duration of 4.4 ns, a repetition frequency of 10 Hz, and a pulse energy of 0.5 J. Two methods of forming a jet of a pulsed gas target were studied: using a jet with a supersonic nozzle and using a capillary. The capillary source is commercially available. The sources were certified using a mirror microscope operating in the extreme ultraviolet region at a wavelength of 13.84 nm. It was found that due to the possibility of supplying a higher pressure of the working gas to the nozzle inlet, increasing the density and reducing the exit angle of the gas jet in the supersonic nozzle compared to the capillary, the peak radiation intensity at a wavelength of 13.84 nm increased six times. The full width at half maximum of the nozzle-based source diameter was  $250 \pm 10 \mu\text{m}$  with a profile close to Gaussian. In the field of view of a microscope of  $25 \times 25 \mu\text{m}$ , the nonuniformity of illumination from the “source on the nozzle” is about 1%; in the field of view of  $50 \times 50 \mu\text{m}$ , it is about 4%. The full width at half maximum of the source diameter based on a commercial valve with a capillary source was  $330 \pm 10 \mu\text{m}$  with a profile close to П-shaped. Based on the results of the comparison, an upgraded version of the microscope with up to  $350\times$  magnification will use a nozzle-based source.

**Keywords:** EUV microscopy, laser plasma source, certification of laser plasma parameters, emission spectra, gas jet targets.