

DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-05-95-104

УДК 535-32:535.23

Оптимизация условий возбуждения ксеноновой лазерной плазмы в источнике экстремального ультрафиолетового излучения для нанолитографии с целью повышения его эффективности

Павел Сергеевич Буторин¹✉, Сергей Георгиевич Калмыков²

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

¹butorin_ps@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0002-6946-276X>

²serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

<https://orcid.org/0000-0002-2060-9548>

Аннотация

Предмет исследования. Лазерная плазма, возбуждаемая на ксеноновой газовой струе-мишени. **Цель работы.** Разработка методов увеличения выхода излучения экстремального ультрафиолетового диапазона из такой плазмы для использования в качестве источника рабочего излучения в новой ветви литографии с длиной волны вблизи 11,2 нм до уровня, удовлетворяющего требованиям промышленного производства. **Метод.** Основным использованным методом было изменение диаметра лазерного луча посредством перемещения Хе газоструйной мишени вдоль его оси, что приводило к изменению размера области взаимодействия луча с мишенью и, соответственно, к изменению размера лазерной искры. Измерение интенсивности излучения плазмы с длинами волн 11,2 и 13,5 нм осуществлены с помощью поверхностно-барьерного Si-фотодатчика и брегговского зеркала, также выполнены измерения поглощаемой плазмой энергии лазерного излучения. **Основные результаты.** При увеличении диаметра лазерного луча, освещающего мишень, с 46 до 344 мкм излучаемая в диапазоне экстремального ультрафиолета энергия возрастает примерно в 5 раз. В найденном режиме облучения эффективность конверсии лазерного излучения в излучение с длиной волны 11,2 нм составила 3,9%. Недавние измерения длительности существования плазмы показали, что она зависит от размеров плазмы и в ряде экспериментов оказывается существенно короче лазерного импульса, что позволяет использовать этот параметр (время жизни плазмы) в качестве оптимизационного при выборе длительности лазерного импульса. **Практическая значимость.** Полученные результаты демонстрируют рекордную для лазерно-плазменных источников излучения с газовой мишенью эффективность конверсии энергии лазерного импульса в энергию экстремального ультрафиолетового излучения, что открывает перспективу применения такого источника в промышленном производстве микросхем.

Ключевые слова: лазерная плазма, экстремальный ультрафиолет, коэффициент конверсии, нанолитография, лазерный пробой

Благодарность: настоящая работа выполнена в соответствии с Госзаданием ФТИ (№ 0040-2019-0001).

Ссылка для цитирования: Буторин П.С., Калмыков С.Г. Оптимизация условий возбуждения ксеноновой лазерной плазмы в источнике экстремального ультрафиолетового излучения для нанолитографии с целью повышения его эффективности // Оптический журнал. 2024. Т. 91. № 5. С. 95–104. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-05-95-104>

Коды OCIS: 140.3440, 350.5400, 260.7200

An optimization of conditions for excitation of the xenon laser plasma in the extreme ultraviolet radiation source for nanolithography in order to increase its efficiency

PAVEL S. BUTORIN¹✉, SERGUEI G. KALMYKOV²

Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

¹butorin_ps@mail.ru

<https://orcid.org/0000-0002-6946-276X>

²serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

<https://orcid.org/0000-0002-2060-9548>

Abstract

Subject of study. Laser plasma excited by the xenon gas jet of a target. **Goal of the work.** Increasing the output of extreme ultraviolet radiation from such a plasma, used as a source of working radiation in a new branch of lithography with a wavelength near 11.2 nm, to a level that meets the requirements of industrial production. **Method.** The main method used was to change the diameter of the laser beam by moving Xe of the gas-jet target along its axis, which led to a change in the size of the area of interaction of the beam with the target and, accordingly, to a change in the size of the laser spark. The intensity of plasma radiation with wavelengths of 11.2 and 13.5 nm was measured using a surface-barrier Si photosensor and a Bragg mirror, and the laser radiation energy absorbed by the plasma was also measured. **Main results.** When the diameter of the laser beam illuminating the target increases from 46 to 344 μm , the energy emitted in the extreme ultraviolet range increases approximately 5 times. In the found irradiation mode, the efficiency of conversion of laser radiation into radiation with a wavelength of 11.2 nm was 3.9%. Recent measurements of the plasma lifetime have shown that it depends on the size of the plasma and in a number of experiments turns out to be significantly shorter than the laser pulse, which makes it possible to use this parameter (plasma lifetime) as an optimization parameter when choosing the laser pulse duration. **Practical significance.** The results obtained demonstrate a record efficiency for laser-plasma radiation sources with a gas target for the conversion of laser pulse energy into the energy of extreme ultraviolet radiation, which opens up the prospect of using such a source in the industrial production of microcircuits.

Keywords: laser plasma, extreme ultraviolet, conversion factor, nanolithography, laser breakdown

Acknowledgment: this work was carried out in accordance with the State Assignment of Ioffe Institute (№ 0040-2019-0001).

For citation: Butorin P.S., Kalmykov S.G. An optimization of conditions for excitation of xenon laser plasma in a source of extreme ultraviolet radiation for nanolithography in order to increase its efficiency [in Russian] // *Opticheskii Zhurnal*. 2024. V. 91. № 5. P. 95–104. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-05-95-104>

OCIS codes: 140.3440, 350.5400, 260.7200

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних двух десятилетий продолжают интенсивные усилия по развитию экстремальной ультрафиолетовой (ЭУФ) литографии и внедрению ее в промышленное производство микросхем. В середине 2000-х гг. был сделан окончательный выбор варианта литографа с рефлекционной оптической системой из многослойных интерференционных Si/Mo-зеркал с рабочей длиной волны $\lambda = 13,5$ нм и лазерно-плазменным источником (ЛПИ) излучения с мишенью в виде жидкоме-

таллических шариков из олова. Материал мишени был выбран благодаря высокой интенсивности излучения плазмы из олова на этой длине волны. Ряд экспериментальных и расчетно-теоретических работ, обосновывающих выбор длины волны и Sn-мишени, можно найти в фундаментальном сборнике [1]. Источник в современном ЭУФ литографе производства голландской фирмы ASML включает в себя генератор эшелона мишеней, пролетающих область взаимодействия с лазерным лучом с частотой 30–50 кГц, и синхронизированную

с ним лазерную систему, состоящую из двух лазеров инфракрасного (ИК) диапазона — генератора предварительного импульса, Nd:YAG-лазера с излучением на $\lambda = 1,064$ мкм и мощного 6-каскадного CO₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм), генерирующего основной импульс. Задача предварительного импульса состоит в создании первичной плазмы и превращении капли олова диаметром $\varnothing \approx 30$ мкм в тонкий диск $\varnothing \approx 100$ мкм, служащий мишенью для основного импульса. Длительность интервала между импульсами подбирается такой, чтобы первичная плазма успела бы расшириться от ее начальной плотности порядка 10^{22} см⁻³ до плотности порядка 10^{19} см⁻³, ниже чем критическая концентрация электронов для излучения основного CO₂-лазера. Выбор длины волны облучающих мишень лазеров основывается, в первую очередь, на известной из теории распространения электромагнитных волн в плазме зависимости коэффициента поглощения волны от ее длины: $\mu \sim \lambda^2$. Исследования, на основании которых была выбрана описываемая здесь система из двух лазеров, также можно найти в публикации [1] и в некоторых других работах (см., например [2]). В последние годы в исследовательском отделе ASML ведутся поиски иных лазерных систем ИК диапазона [3].

Однако упомянутый выше ЛПИ обладает рядом проблемных сторон. К ним относятся его техническая сложность, высокое энергопотребление (порядка 1 МВт), высокая тепловая нагрузка (порядка нескольких киловатт) на первое, коллекторное, Si/Mo-зеркало в источнике, но в первую очередь — поток кластеров Sn из плазмы, который приводит к загрязнению и деградации оптики литографа. Эта проблема лишь отчасти решается с помощью циркулирующих в источнике потоков водорода, а также за счет использования широкоапертурных защитных свободностоящих многослойных структур Mo/Si и Mo/ZrSi₂ и тонкопленочных покрытий фотошаблона (маски) и фоторезиста. Их применение, конечно, продлевает срок эксплуатации, например, коллекторного зеркала до одного года (с несколькими перерывами для его очистки *in situ*), но приводит к ослаблению потока ЭУФ излучения от источника, т.е. к снижению производительности всего технологического процесса (которая на сегодняшний день примерно в 3 раза ниже, чем в фотолитографии с $\lambda = 193$ нм).

Сведения о производительности, особенностях и проблемах источников ЭУФ излучения в современных нанолитографических системах регулярно докладываются на ежегодно проводимых международных семинарах (см., например [4, 5]).

Альтернатива была предложена в 2013 г. Институтом физики микроструктур РАН (ИФМ) [6, 7]. Этот вариант с рабочей длиной волны $\lambda = 11,2$ нм и Xe-содержащей многослойной оптикой включает ЛПИ с Хе газовой струей в качестве мишени. Именно чистый, не загрязняющий оптику материалом мишени источник является основным преимуществом этого варианта литографии. Кроме того, на 20% более короткая длина волны позволяет повысить разрешение изображения на фоторезисте. Согласно сделанным в работе [6] оценкам, эффективность источника с Хе плазмой должна быть сравнима с эффективностью ЛПИ с Sn-мишенью.

Первые интерференционные Mo/Xe-зеркала были изготовлены в ИФМ в 2016 г. [7], и несколько их образцов были предоставлены в распоряжение исследовательской группы в ФТИ, что инициировало в нем работы по изучению и оптимизации источника излучения с длиной волны вблизи 11,2 нм, которое испускала плазма из ксенона, возбуждаемая импульсом ИК лазера.

Проблема отыскания условий возбуждения лазерной искры на газоструйной мишени, наиболее оптимальных с точки зрения достижения максимального выхода энергии излучения в ЭУФ диапазоне, изучалась в ФТИ и в более ранние годы. В частности, экспериментально и с помощью гидродинамического численного моделирования исследовалось воздействие предварительной ионизации, производимой в Хе газоструйной мишени предварительным импульсом ультрафиолетового (УФ) KrF-лазера [8]. Было показано, что один только УФ предварительный импульс способен возбудить плазму, но ее параметры столь низки, что ЭУФ излучение отсутствует. Если же применялась 2-х импульсная схема возбуждения, то собственно предварительная ионизация увеличивала выход ЭУФ излучения из плазмы, создаваемой основным ИК импульсом, не более чем на 10–15%. Но созданная предварительным импульсом плазма, расширяясь, создавала ударную волну (УВ) в истекающей

из сопла газовой струе, и если интервал между двумя импульсами был таким (200–300 нс), что основной ИК лазерный импульс облучал плотный ударный фронт, то интенсивность ЭУФ излучения возрастала на 30–40%. Подобные оптимизационные исследования 2-х импульсной схемы возбуждения лазерной плазмы, в которой использовался феномен УВ, также выполнялись в работах [9, 10].

Еще одним оптимизационным методом является выбор взаимного расположения газоструйной мишени и лазерного луча с точкой фокуса на нем. Здесь возможны два варианта: перемещение оси газовой струи поперек луча, по направлению от искры к регистрирующей аппаратуре (вдоль «линии наблюдения») и вдоль оси лазерного луча, меняя расстояние мишени от точки фокуса. В настоящей статье представлены результаты исследований, выполненных именно этим методом [11–13]. К ним добавлено описание результатов недавних измерений 2023 г., и также несколько новых оценок и рекомендаций.

Целью настоящей работы является разработка методов увеличения выхода излучения ЭУФ диапазона из плазмы, возбуждаемой на ксеноновой газовой струе-мишени, для ее использования в качестве источника рабочего излучения в новой ветви литографии с длиной волны вблизи 11,2 нм до уровня, удовлетворяющего требованиям промышленного производства.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Все измерения проведены на установке, схема которой изображена на рис. 1.

Основными ее узлами являются ИК Nd:YAG-лазер с его оптическим трактом, генератор газоструйной мишени, измерительные системы и вакуумная камера (диаметр около 0,5 м, высота 2 м). Во время экспериментов, когда осуществлялась импульсная инжекция Хе в камеру, фоновое давление в ней поддерживалось на уровне не хуже 2×10^{-4} мм рт. ст., чтобы избежать заметного поглощения ЭУФ излучения в измерительном тракте.

Лазерная плазма возникала в верхней части камеры, в районе пересечения взаимно перпендикулярных осей лазерного луча (Y) и Хе струи (X). Многомодовый ИК ($\lambda = 1064$ нм) лазер с энергией в импульсе до $E_{\text{las}} = 1,2$ Дж

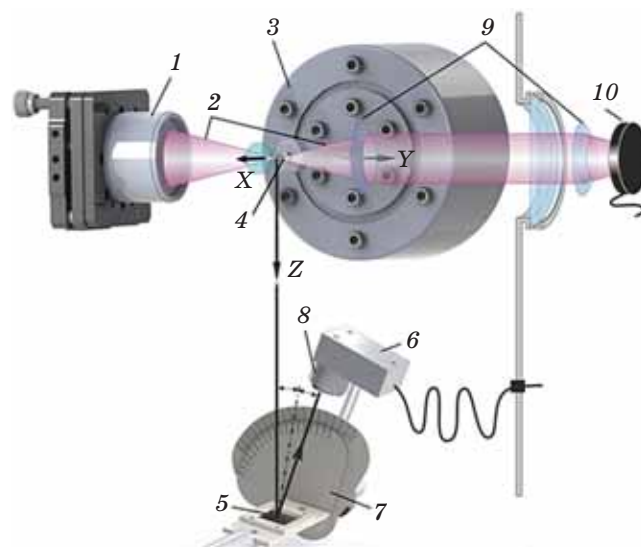


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — фокусирующий объектив, 2 — луч лазера, 3 — корпус генератора Хе струи, 4 — газоструйная мишень, 5 — интерференционное зеркало, 6 — фотодиодный Si-датчик с предусилителем, 7 — измеритель углов падения и отражения, 8 — набор Si/Mo-фильтров в держателе, 9 — линзы, формирующие выводимый из камеры лазерный луч, 10 — измеритель энергии лазерного импульса

Fig. 1. Scheme of the experimental setup. (1) Focusing lens, (2) Nd:YAG laser beam, (3) body of the Xe jet generator, (4) gas jet target, (5) interference mirror, (6) Si photodiode sensor with preamplifier, (7) measuring angles of incidence and reflection, (8) set of Si/Mo filters in a holder, (9) lenses forming the outputting laser beam, (10) radiation energy meter

и длительностью $\tau_{\text{las}} \approx 15$ нс (FWHM — *Full Width at Half Magnitude*) работал в режиме одиночных импульсов. Внутри камеры лазерный луч проходил через безаберрационный фокусирующий объектив и после взаимодействия с мишенью выводился из камеры для дальнейшего анализа.

Генератор Хе газоструйной мишени установлен на позиционере, позволяющем с точностью до 5 мкм перемещать струю-мишень в 3-х взаимно перпендикулярных направлениях по отношению к неподвижной точке геометрического фокуса лазерного луча. Генератор работал в импульсном режиме и создавал синхронизированные с лазером импульсы газа длительностью около 1,5 мс, которой хватает для установления квазистационарного режима истечения к моменту инициирования ла-

зерного импульса. Струя Хе истекала в вакуум из сверхзвукового сопла Лавала (диаметр критического отверстия — 0,2 мм, диаметр выходного отверстия — 1,1 мм, длина сопла — 13 мм), что позволяет частично подавить ее тепловой радиальный разлет за счет охлаждения газа при его адиабатическом расширении. Сопло изготовлено из высокотемпературной Al_2O_3 -керамики, что позволяет снизить его эрозию под воздействием плазмы. Чтобы плотность газа в мишени была максимально возможной, искра во всех экспериментах возбуждалась на минимально возможном расстоянии $\Delta X = 1$ мм от выхода из сопла, а давление Хе перед входом в сопло поддерживалось на максимальном возможном уровне 13 атм (1,3 МПа). Рассчитанное с помощью численного гидродинамического моделирования радиальное распределение концентрации атомов Хе при описанных выше условиях приведено на рис. 2а.

В нижней части камеры устанавливалась система измерения интенсивности и спектра ЭУФ излучения плазмы. Она состоит из сменных поворотных Mo/Be и Si/Mo интерференционных зеркал, закрепляемых поочередно на гониометрическом устройстве, позволяющем изменять углы падения/отражения ЭУФ излучения, фотодиодного Si-датчика [14] с предусилителем и набора Si/Mo спектральных фильтров перед входным окном датчика. Спектральные фильтры подавляют длинноволновую компоненту спектра и снижают интенсивность ЭУФ излучения, чтобы не перегружать фотодатчик.

В рамках настоящей работы были проведены 2 эксперимента. В первом из них генератор струи перемещался в вертикальной плоскости параллельно лучу наблюдения (ось Z). Во втором эксперименте сопло перемещалось вдоль оси лазерного луча (Y), при этом изменялось расстояние между осью струи и фокусом, соответственно изменялся и диаметр луча в месте его пересечения со струей (рис. 2б). Расходящийся после прохождения через фокус луч с помощью линз, расположенных внутри вакуумной камеры, превращался в параллельный и выводился из камеры для дальнейшего анализа. Все измерения сигнала фотодиода выполнялись с усреднением по 20–30 импульсам.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Уменьшение толщины периферической оболочки Хе

Периферической оболочкой здесь называется часть газовой струи-мишени, окружающая горячее плазменное ядро, которая не находится в зоне облучения лазера. Ранее общепринятым было мнение, что она состоит из нейтрального или слабо ионизованного ксенона, фотоионизационное поглощение в котором может составлять до 90% (см., например [15]). Поэтому в первой попытке оптимизации источника ЭУФ излучения был опробован метод уменьшения толщины этой периферической

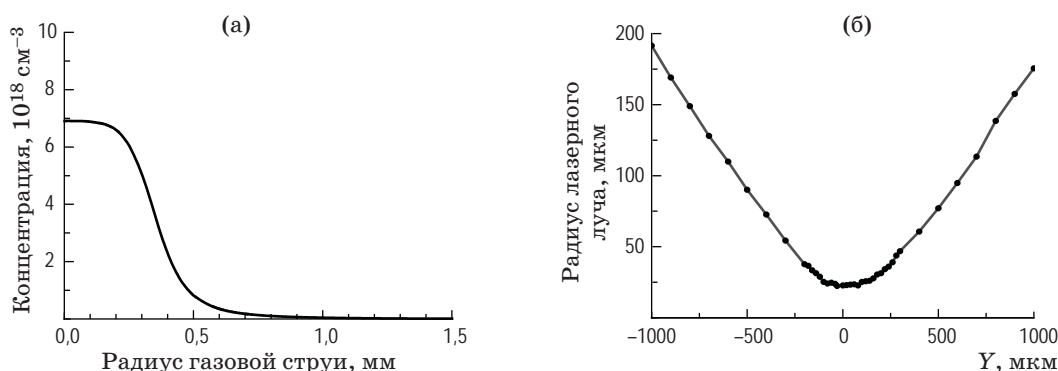


Рис. 2. Условия проведения эксперимента. Радиальное распределение концентрации атомов Хе в струе при условиях, указанных в основном тексте (а). Эффективный радиус лазерного луча в функции от координаты Y вдоль оси луча (б). Точки — эффективные радиусы луча, измеренные с помощью матрицы ПЗС

Fig. 2. Experimental conditions. (a) Radial distribution of the concentration of Xe atoms in the jet under the conditions specified in the main text. (b) Effective radius of the laser beam as a function of the Y coordinate along the beam axis. The dots are the effective beam radii measured using a CCD array

оболочки с той стороны плазмы, которая обращена к регистрирующей ЭУФ излучение аппаратуре.

В этих измерениях [11] газоструйная мишень перемещалась вверх (вдоль оси Z) по отношению к фиксированному положению лазерного луча. При этом облучаемая лазером область, где образуется плазма, смещалась к краю струи, уменьшая таким образом толщину слоя холодного поглощающего газа между горячим плазменным керном и приемной аппаратурой. Однако при этом луч лазера взаимодействует с боковой, более разреженной частью струи, поэтому оптимальное смещение имеет компромиссный характер.

Результаты этих измерений приведены на рис. 3, откуда видно, что наибольший уровень сигнала от ЭУФ излучения достигается при смещении струи приблизительно на половину ее эффективного радиуса (на половину радиуса выходного отверстия сопла) в направлении «от наблюдателя». Увеличение сигнала ЭУФ излучения при этом не превосходит 20% по отношению к случаю, когда фокус лазерного луча лежит на оси газовой струи, что говорит о слабом поглощении ЭУФ излучения в периферической оболочке по отношению к ожидаемо-

му его значению. В работе [12] приведено предположение, объясняющее этот слабый эффект: холодный газ за пределами облучаемой лазером зоны подвергается фотоионизации ЭУФ излучением плазмы до заряда ионов 6–7 и более не поглощает интересующее нас излучение с $\lambda = 11\text{--}13,5$ нм, так как энергия этих квантов слишком мала для дальнейшей фотоионизации.

Изменение диаметра облучающего мишень лазерного луча

В этих измерениях генератор струи перемещался вдоль оси лазерного луча (Y) из области сходящегося луча, через фокус, в область расхождения. При этом менялось расстояние между струей-мишенью и фокусом, в результате чего менялся и диаметр луча, облучающего струю. Выполнялись измерения интенсивности ЭУФ излучения и поглощенной доли энергии лазерного импульса [13].

Из полученных результатов (рис. 4) видно, что интенсивность ЭУФ излучения лазерной плазмы в функции от положения мишени на оси луча имеет характерную «двугорбую» форму. При этом интенсивность в случае острой фокусировки, когда мишень находится в фокусе при диаметре луча всего $D_{\text{beam}} = 46$ мкм,

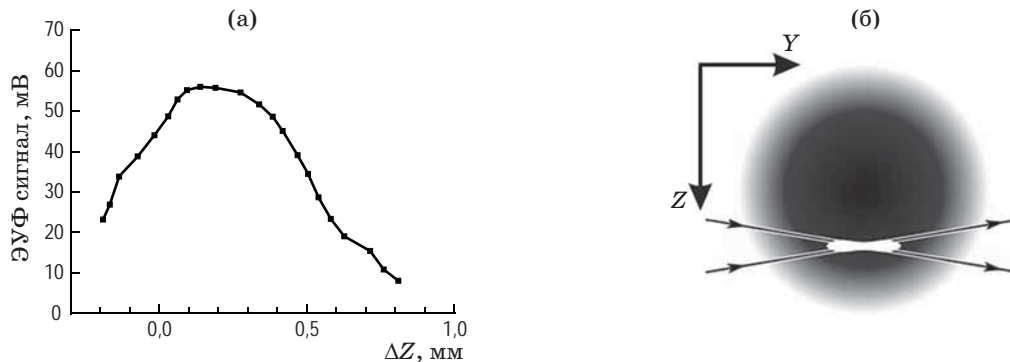


Рис. 3. Измерение влияния толщины периферической оболочки Хе на выход ЭУФ излучения. Интенсивность излучения Хе плазмы на длине волны 13,5 нм в функции от расстояния ΔZ (положительные значения ΔZ — смещение оси струи вверх, удаление от измерительной аппаратуры) между осями луча и газоструйной мишени (а). Схематическое изображение контуров плазмы (белым цветом) на фоне поперечного сечения струйной мишени в случае фокусировки лазерного луча на ось газовой струи ($Y = 0$), плотность серой заливки приблизительно отображает плотность струи, пересекающиеся прямые — контуры лазерного луча, стрелки на них указывают направление от лазера (б)

Fig. 3. Measurement of the influence of the thickness of the peripheral Xe shell on the EUV radiation yield. (a) Intensity of plasma Xe radiation at a wavelength of 13.5 nm as a function of the distance ΔZ (positive values of ΔZ are upward displacement of the jet axis, distance from the measuring equipment) between the axes of the beam and the gas jet target. (b) Schematic representation of the contours of the plasma (in white) against the background of the cross section of the jet target in the case of focusing the laser beam on the axis of the gas jet ($Y = 0$), the density of the gray fill approximately reflects the density of the jet, the intersecting straight lines are the contours of the laser beam, arrows on them indicate the direction from the laser

а поверхностная плотность мощности лазерного излучения близка к 2 ТВт/см^2 , оказывается наименьшей. Максимумы на этой кривой соответствуют положениям мишени на оси луча далеко от фокуса, где $D_{\text{beam}} \approx 400 \text{ мкм}$. Интенсивность излучения с $\lambda = 11,2 \text{ нм}$ в максимумах превышает интенсивность при острой фокусировке примерно в 5 раз.

Такую же «двугорбую» форму имеет и зависимость поглощения лазерной энергии в плазме от положения мишени на оси луча (т.е. от диаметра лазерного луча). Кажется очевидным, что для такого сходства в функциональном поведении этих двух существенно различных физических величин должна существовать общая причина.

Основной причиной этого подобия считается время существования плазмы, τ_{pl} . Конечно, в первую очередь оно не должно превосходить длительность лазерного импульса, $\tau_{\text{pl}} < \tau_{\text{las}}$. Но, как уже упоминалось во Введении, вещество плазмы, т.е. нагретые до температур

порядка десятков электрон-вольт ионы и электроны подвержены гидродинамическому разлету за пределы облучаемой лазером области. В отличие от тепловой энергии плазмы, ее вещество не имеет внешнего источника, концентрация частиц N в плазме во времени t снижается по экспоненциальному закону, $N \sim \exp(-t/\tau_{\text{hydro}})$, с постоянной времени τ_{hydro} , которая определяется отношением количества частиц в объеме плазмы к их потоку через площадь поверхности плазмы с тепловой скоростью ионов, т.е. в конечном счете, пропорциональна отношению $\tau_{\text{hydro}} \sim D_{\text{pl}}/\sqrt{T_{\text{pl}}}$, где $D_{\text{pl}} \approx D_{\text{beam}}$ — диаметр плазмы, практически равный диаметру луча, а T_{pl} — температура ионов. Во всех рассмотренных экспериментальных режимах $\tau_{\text{pl}} = \tau_{\text{hydro}} \leq \tau_{\text{las}}$, т.е. следует считать, что время жизни плазмы ограничивается гидродинамическим разлетом. Получается, что чем больше размеры плазмы, тем дольше она «живет», тем больше поглощает лазерной энергии и тем больше излучает

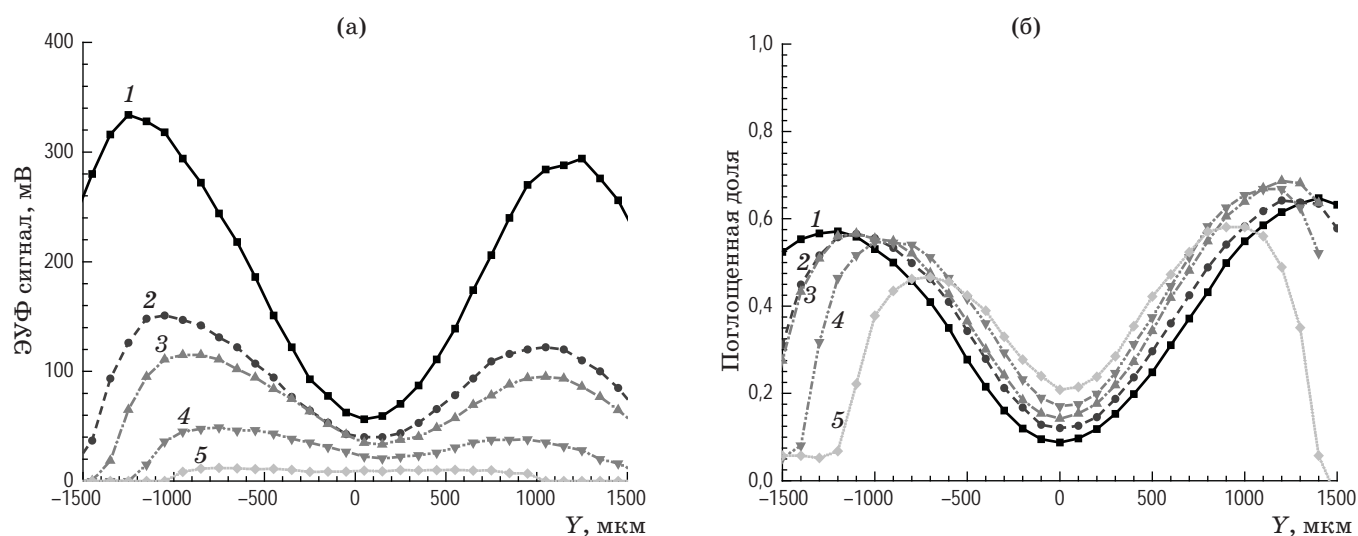


Рис. 4. Подобие зависимостей интенсивности излучения плазмы и поглощенной в плазме доли энергии лазера от расстояния (Y) между фокусом лазерного луча и перемещаемой вдоль оси луча газоструйной мишенью. Интенсивность излучения ($\lambda = 11,2 \text{ нм}$) Хе плазмы в функции от расстояния (Y) между фокусом лазерного луча и осью газоструйной мишени. $Y = 0$ — фокус (точка пересечения оси лазерного луча с осью газовой струи). Положительные значения Y соответствуют области сходящегося лазерного луча (а). Поглощенная в плазме доля лазерной энергии, $E_{\text{abs}}/E_{\text{las}}$, в функции от координаты Y (б). Энергия лазерного импульса, подведенная к плазме E_{las} 1 (1), 0,65 (2), 0,56 (3), 0,36 (4), 0,17 (5) Дж

Fig. 4. Similarity of the dependences of the intensity of plasma radiation and the fraction of laser energy absorbed in the plasma on the distance (Y) between the focus of the laser beam and the gas-jet target moved along the axis of the beam. (a) Radiation intensity ($\lambda = 11.2 \text{ nm}$) of Xe plasma as a function of the distance (Y) between the focus of the laser beam and the axis of the gas jet target. $Y = 0$ — focus (the point of intersection of the axis of the laser beam with the axis of the gas jet). Positive Y values correspond to the area of the converging laser beam. (b) The fraction of laser energy absorbed in the plasma, $E_{\text{abs}}/E_{\text{las}}$, as a function of the Y coordinate. Laser pulse energy supplied to the plasma E_{las} 1 (1), (2) 0.65, (3) 0.56, (4) 0.36, (5) 0.17 J

энергии в ЭУФ диапазоне. В экспериментальных режимах, результаты которых представлены на рис. 4, рассчитанные времена τ_{hydro} варьируют в диапазоне от приблизительно 2 до 10 нс.

Для случая облучения мишени широким лазерным лучом был рассчитан коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в ЭУФ излучение: $CE = E_{\lambda\text{EUV},2\%,2\pi}/E_{\text{las}}$, где $E_{\lambda\text{EUV},2\%,2\pi}$ — энергия излучения в ЭУФ диапазоне в полосе шириной 2% вокруг рабочей длины волны, излучаемая в полусферу.

Детали такого определения CE связаны с тем, что используемое в литографах коллекторное зеркало способно собирать излучение ЛПИ из телесного угла не более 2π , а 2%-я ширина полосы излучения вокруг рабочей длины волны обусловлена применением в ЭУФ литографах до пяти пар многослойных интерференционных зеркал, каждое из которых отражает лишь в узкой спектральной полосе (с коэффициентом около 70%). Так что полоса пропускания всей системы в целом составляет около 2% вокруг рабочей длины волны. Калиброванные в абсолютных величинах значения спектральной плотности мощности (Вт/нм) ЭУФ излучения, попадающего в приемное окно фотодатчика, были получены с помощью двухзеркальной брэгговской спектрометрии [13]. После этого измеренное значение плотности мощности интегрировалось по длительности ЭУФ сигнала, умножалось на 2%-ю ширину полосы излучения вокруг рабочей длины волны и затем пересчитывалось на полусферу. Вычисленный таким образом коэффициент конверсии составил 3,9%. Сходный результат, около 2%, может быть выведен из данных, полученных группой в ИФМ в других, но похожих экспериментальных условиях [16].

Достигнутый результат ($CE \approx 4\%$) кажется уже близким к тем, которые необходимы для литографического производства на промышленном уровне.

Увеличение энергии в лазерном пучке

Для пяти значений энергии лазерного импульса в режиме облучения мишени широким лазерным лучом (см. рис. 4а) были рассчитаны коэффициенты конверсии, которые демонстрируют линейный рост при увеличении

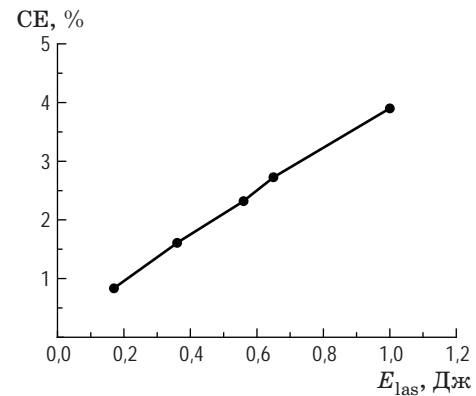


Рис. 5. Зависимость коэффициента конверсии от интенсивности лазерного импульса в случае луча с диаметром 344 мкм ($0,1 \text{ ТВт/см}^2$ при $E_{\text{las}} = 1 \text{ Дж}$)

Fig. 5. Dependence of the conversion coefficient on the intensity of the laser pulse for a beam with a diameter of 344 μm ($0,1 \text{ TW/cm}^2$ at $E_{\text{las}} = 1 \text{ J}$)

энергии в импульсе (рис. 5). Таким образом, энергия лазерного луча становится еще одним возможным параметром оптимизации источника излучения. Чтобы подтвердить указанную тенденцию, необходимо провести дополнительные измерения с помощью более мощных лазеров, чем тот, что имеется в нашем распоряжении.

Уменьшение длительности лазерного импульса

Выше указывалось, что время жизни плазмы с малыми размерами (например, при острой фокусировке луча на мишень) может оказаться в несколько раз короче длительности лазерного импульса. Это позволяет в некоторых ситуациях рассматривать последнюю в качестве еще одного оптимизационного параметра. Так, при наличии ограничений на размер лазерной искры, например, когда требуется квазиточечный источник излучения, длительность лазерного импульса следует выбирать короткой, соответствующей времени жизни плазмы, обусловленному гидродинамическим разлетом.

Для обоснования и демонстрации этой идеи проведены измерения поглощения в плазме лазерной энергии с высоким разрешением во времени (до 0,5 нс). Результаты приведены на рис. 6. Видно, что существенное поглощение энергии лазерного импульса наблюдается лишь в районе его переднего фронта. То есть в рассматриваемом экспериментальном режиме

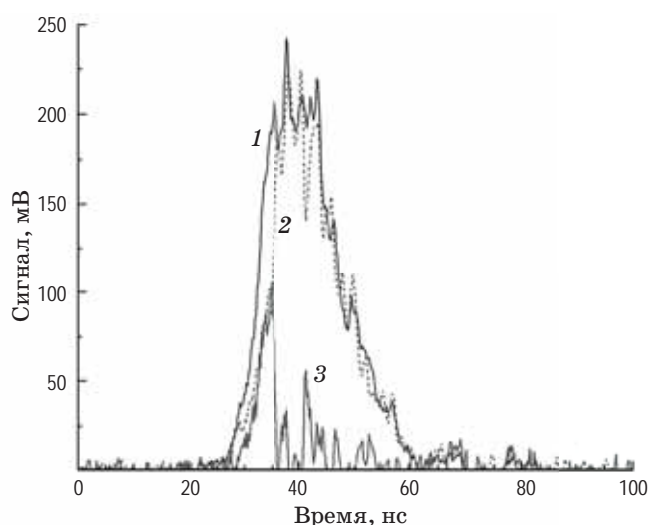


Рис. 6. Эволюция в ходе импульса (при радиусе плазмы 23 мкм) лазерного излучения, падающего на плазму (1), прошедшего через нее (2) и поглощенной части (3)

Fig. 6. Evolution during the pulse (with a plasma radius of 23 μm) of laser radiation (1) incident on the plasma, (2) passing through it and (3) the absorbed part

плазма существует (и поглощает лазерную энергию) лишь в течение первых 4–5 нс, тогда как длительность лазерного импульса составляет 15 нс. Иными словами, около 2/3 его энергии расходуется впустую. С экономической точки зрения сокращение длитель-

ности лазерного импульса привело бы к увеличению эффективности такого источника излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод облучения Хе газоструйной мишени широким, расфокусированным лучом ИК Nd:YAG-лазера (с диаметром луча около 350–400 мкм), который дал неожиданный результат: интенсивность излучения Хе плазмы на длине волны $\lambda = 11,2$ нм стала в 5 раз выше, чем при острой фокусировке луча на мишень. Такой режим облучения в совокупности с уменьшением толщины периферической, поглощающей ЭУФ излучение газовой оболочки позволяет достичь уровня конверсии энергии ИК лазерного импульса в излучение с длиной волны 11,2 нм до 4%, что на настоящий момент является рекордным значением для источников такого типа. Показана перспектива дальнейшего роста конверсионной эффективности при увеличении энергии в лазерном импульсе более 1 Дж. При ограничении на размер источника излучения предлагается уменьшать длительность лазерного импульса в соответствии с временем жизни плазмы в таком ЛПИ.

Внедрение предложенных методов открывает перспективу создания источника излучения для литографии с длиной волны 11,2 нм промышленного уровня.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Bakshi V. EUV sources for lithography. SPIE Press, 2005. 1057 p.
2. Andreev A.A., Nikolaev V.G., Platonov, K.Y., et. al. Key methods for intensifying soft X-ray emission from a laser plasma for lithography // *Tech. Phys.* 2007. V. 52. P.739–746. <https://doi.org/10.1134/S1063784207060102>
3. Schupp R., Behnke L., Bouza Z., et. al. Characterization of angularly resolved EUV emission from 2-μm-wavelength laser-driven Sn plasmas using preformed liquid disk targets // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V.54 P. 365103. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac0b70>
4. Fomenkov I. EUV Source for Lithography: Readiness for HVM and Outlook for Increase in Power and Availability. 2018 Source Workshop. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2018/S1.pdf/>, free. in English (accessed 28/09/2023).
5. Fomenkov I. EUV Source for Lithography in HVM: Performance and prospects. Report #S1 on 2019 Source Workshop, Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2019/S1.pdf/>, free. in English (accessed 28/09/2023).
6. Chkhalo N., Salashchenko N. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer

REFERENCES

1. Bakshi V. EUV sources for lithography. SPIE Press, 2005. 1057 p.
2. Andreev A.A., Nikolaev V.G., Platonov, K.Y., et. al. Key methods for intensifying soft X-ray emission from a laser plasma for lithography // *Tech. Phys.* 2007. V. 52. P.739–746. <https://doi.org/10.1134/S1063784207060102>
3. Schupp R., Behnke L., Bouza Z., et. al. Characterization of angularly resolved EUV emission from 2-μm-wavelength laser-driven Sn plasmas using preformed liquid disk targets // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. V. 54. P. 365103. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac0b70>
4. Fomenkov I. EUV Source for Lithography: Readiness for HVM and Outlook for Increase in Power and Availability. 2018 Source Workshop. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2018/S1.pdf/>, free. in English (accessed 28/09/2023).
5. Fomenkov I. EUV Source for Lithography in HVM: Performance and prospects. Report #S1 on 2019 Source Workshop, Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2019/S1.pdf/>, free. in English (accessed 28/09/2023).
6. Chkhalo N., Salashchenko N. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer

- optics // AIP Adv. 2013. V. 3. P. 082130. <https://doi.org/10.1063/1.4820354>
7. Gusev S., Nechay A., Pariev D., et. al. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography // Opt. Lett. 2017. V. 42. № 24. P. 5070–5073. <https://doi.org/10.1364/OL.42.005070>
 8. Garbaruk A.V., Gritskevich M.S., Kalmykov S.G., et. al. Prepulse-induced shock waves in the gas jet target of a laser plasma EUV radiation source // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 025201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/2/025201>
 9. de Bruijn R., Koshelev K., Bijkerk F. Enhancement of laser plasma EUV emission by shockwave-plasma interaction // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 88–91. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/36/18/L03>
 10. de Bruijn R., Koshelev K., Zakharov S., et. al. Enhancement of laser plasma extreme ultraviolet emission by shockwave-laser interaction // Phys. Plasm. 2005. V. 12. P. 042701. <https://doi.org/10.1063/1.1857914>
 11. Буторин П.С., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. Новый метод подавления периферического поглощения в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения с Xe газоструйной мишенью. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. № 23. С. 111. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.23.47018.17340>
 12. Kalmykov S., Butorin P., Sasin M. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm — Optimization and conversion efficiency // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 103301. <https://doi.org/10.1063/1.5115785>
 13. Kalmykov S.G., Butorin P.S., Sasin M.E., et. al. Absorption of laser radiation in a laser-produced plasma of Xe: Hydrodynamic effects and nonequilibrium ionization // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 105203. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac368c>
 14. Забродский В.В., Белик В.П., Аруев П.Н. и др. Квантовый выход кремниевого лавинного фотодиода в диапазоне длин волн 120–170 нм // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 17. С. 69–77. <http://dx.doi.org/10.21883/JTF.2020.08.49552.44-20>
 15. Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С. и др. Оптимизация лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемого в импульсной струе ксенона // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 6. С. 549–552. <https://doi.org/10.1070/QE2006v036n06ABEH013163>
 16. Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Lopatin A.Ya., et. al. Conversion efficiency of a laser-plasma source based on a Xe jet in the vicinity of a wavelength of 11 nm // AIP Adv. 2018. V. 8. P. 105003. <https://doi.org/10.1063/1.5048288>
 - optics // AIP Adv. 2013. V. 3. P. 082130. <https://doi.org/10.1063/1.4820354>
 7. Gusev S., Nechay A., Pariev D., et. al. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography // Opt. Lett. 2017. V. 42. № 24. P. 5070–5073. <https://doi.org/10.1364/OL.42.005070>
 8. Garbaruk A.V., Gritskevich M.S., Kalmykov S.G., et. al. Prepulse-induced shock waves in the gas jet target of a laser plasma EUV radiation source // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 025201. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/2/025201>
 9. de Bruijn R., Koshelev K., Bijkerk F. Enhancement of laser plasma EUV emission by shockwave-plasma interaction // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 88–91. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/36/18/L03>
 10. de Bruijn R., Koshelev K., Zakharov S., et. al. Enhancement of laser plasma extreme ultraviolet emission by shockwave-laser interaction // Phys. Plasm. 2005. V. 12. P. 042701. <https://doi.org/10.1063/1.1857914>
 11. Butorin, P.S., Kalmykov, S.G., Sasin, M.E. A New method of suppressing peripheral absorption in a laser-plasma short-wave radiation source with a Xe gas-jet target // Tech. Phys. Lett. 2018. V. 44. P. 1100–1103. <https://doi.org/10.1134/S1063785018120209>
 12. Kalmykov S., Butorin P., Sasin M. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm — Optimization and conversion efficiency // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 103301. <https://doi.org/10.1063/1.5115785>
 13. Kalmykov S.G., Butorin P.S., Sasin M.E., et. al. Absorption of laser radiation in a laser-produced plasma of Xe: Hydrodynamic effects and nonequilibrium ionization // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. P. 105203. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac368c>
 14. Zabrodskii V.V., Belik V.P., Aruev P.N., et. al. Quantum yield of a silicon avalanche photodiode in the wavelength range of 120–170 nm // Tech. Phys. 2020. V. 65. P. 1333–1339. <https://doi.org/10.1134/S1063784220080022>
 15. Levashov V.E., Mednikov K.N., Pirozhkov A.S., et. al. Optimisation of a laser-plasma soft X-ray source excited in a pulsed xenon jet // Quantum Electronics. 2006. V. 36. № 6. P. 549–552. <https://doi.org/10.1070/QE2006v036n06ABEH013163>
 16. Chkhalo N.I., Garakhin S.A., Lopatin A.Ya., et. al. Conversion efficiency of a laser-plasma source based on a Xe jet in the vicinity of a wavelength of 11 nm // AIP Adv. 2018. V. 8. P. 105003. <https://doi.org/10.1063/1.5048288>

АВТОРЫ

Павел Сергеевич Буторин — младший научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия; Scopus ID: 57204240279; <https://orcid.org/0000-0002-6946-276X>; Butorin_ps@mail.ru

Сергей Георгиевич Калмыков — кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия; Scopus ID: 57212883670; <https://orcid.org/0000-0002-2060-9548>; serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

Статья поступила в редакцию 30.09.2023
Одобрена после рецензирования 12.01.2024
Принята к печати 27.03.2024

AUTHORS

Pavel S. Butorin — Junior Research Fellow, Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021, Russia; Scopus ID: 57204240279; <https://orcid.org/0000-0002-6946-276X>; Butorin_ps@mail.ru

Serguei G. Kalmykov — PhD (Physics and Mathematics), Senior Research Scientist, Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021, Russia; Scopus ID: 57212883670; <https://orcid.org/0000-0002-2060-9548>; serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

The article was submitted to the editorial office 30.09.2023
Approved after review 12.01.2024
Accepted for publication 27.03.2024