

DOI: 10.17586/1023-5086-2024-91-06-47-61

УДК 533.9.08, 535.2, 535-3

Ксеноновая лазерная плазма как источник излучения для литографии на длинах волн вблизи 11 нм

СЕРГЕЙ ГЕОРГИЕВИЧ КАЛМЫКОВ¹✉, ПАВЕЛ СЕРГЕЕВИЧ БУТОРИН²

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

¹serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

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

²butorin_ps@mail.ru

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

Аннотация

Предмет исследования. Лазерная плазма, возбуждаемая на газоструйной мишени из Хе. **Цель работы.** Достижение излучательной способности Хе плазмы на длине волны 11,2 нм, удовлетворяющей требованиям промышленной литографии. Кроме выраженной прикладной, работа имеет и диагностическую составляющую, целью которой было исследование внутренней структуры лазерной плазмы и определение её внутренних параметров: температуры, концентрации и среднего ионного заряда. **Методология.** Обзор содержит анализ работ, посвящённых комплексному исследованию лазерной плазмы с Хе газоструйной мишенью. В ходе этого исследования были разработаны и апробированы измерительные и диагностические методы: многозеркальная брэгговская спектрометрия, зондирование плазмы создающим её инфракрасным излучением лазера, определение среднего ионного заряда неравновесной короткоживущей лазерной плазмы на основании данных о сечении ионизации электронным ударом. **Основные результаты.** Разработана и апробирована методика многозеркальной брэгговской спектрометрии. С её помощью получены количественно калиброванные спектры Хе лазерной плазмы. Найден эффективный режим облучения мишени широким, расфокусированным лучом, позволивший получить значение коэффициента конверсии энергии лазерного излучения в энергию излучения плазмы в узкой полосе длин волн вокруг $\lambda = 11,2$ нм, приблизительно равное 4%, что на сегодняшний день является мировым рекордом для плазмы такого типа. Разработан базирующийся на экспериментальных измерениях аналитический метод определения температуры и ионного заряда плазмы. **Практическая значимость.** Достигнутая конверсия энергии лазера в энергию излучения самого коротковолнового ультрафиолетового поддиапазона с длиной волны 11,2 нм для лазерной плазмы, возбуждаемой на Хе газоструйной мишени, является достаточной для её применения в высокопроизводительном, промышленном литографическом процессе. Использование в нём простого и «чистого» источника излучения на Хе плазме позволило бы избежать ряда проблем, с которыми сталкивается современная литография с длиной волны 13,5 нм и источником с мишенью из металлического олова.

Ключевые слова: лазерная плазма, ксенон, газоструйная мишень, лазерный импульс, поглощение, излучение самого коротковолнового ультрафиолетового поддиапазона, брэгговская спектрометрия, оптимизация, диагностический метод

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

Ссылка для цитирования: Калмыков С.Г., Буторин П.С. Ксеноновая лазерная плазма как источник излучения для литографии на длинах волн вблизи 11 нм // Оптический журнал. 2024. Т. 91. № 6. С. 47–61. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-06-47-61>

Коды OCIS: 120.5240, 260.5210, 260.7200, 300.6170, 300.6190.

Xe laser plasma as a radiation source for lithography at wavelengths near 11 nm

SERGUEI G. KALMYKOV¹✉, PAVEL S. BUTORIN²

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

¹serguei.kalmykov@mail.ioffe.ru

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

²butorin_ps@mail.ru

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

Abstract

Abstract

Subject of study. Laser plasma excited on a gas-jet Xe target. **Goal of the work.** Achieving high emissivity of Xe plasma at a wavelength of 11.2 nm, meeting the requirements of industrial lithography. In addition to being clearly applied, the work also has a diagnostic component, the purpose of which was to study the internal structure of the laser plasma and determine its internal parameters: temperature, concentration and average ion charge. **Methodology.** The review contains an analysis of works devoted to the complex study of laser plasma with an Xe gas-jet target. During this research, measurement and diagnostic methods were developed and tested: multi-mirror Bragg spectrometry; probing the plasma with infrared laser radiation that creates it; determination of the average ion charge of a nonequilibrium short-lived laser plasma based on data on the electron impact ionization cross section. **Main results.** A multi-mirror Bragg spectrometry technique has been developed and tested. With its help, quantitatively calibrated spectra of Xe laser plasma were obtained. An effective regime for irradiating a target with a wide, defocused beam has been found, which has made it possible to obtain a value for the conversion coefficient of laser radiation energy into plasma radiation energy in a narrow wavelength band around $\lambda = 11.2$ nm, approximately equal to 4%, which is currently a world record for a plasma of this type. An analytical method for determining the temperature and ion charge of a plasma, based on experimental measurements, has been developed. **Practical significance.** The conversion of laser energy into Extreme Ultraviolet radiation with a wavelength of 11.2 nm for laser plasma excited on an Xe gas jet target is sufficient for its use in a high-throughput, industrial lithography process at this wavelength. The use of a simple and “clean” Xe plasma radiation source would avoid a number of problems faced by modern lithography with a wavelength of 13.5 nm and a source with a metal tin target.

Keywords: laser plasma, xenon, gas-jet target, laser pulse, absorption, Extreme Ultraviolet radiation, Bragg spectrometry, optimization, diagnostic method

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. Xe laser plasma as a radiation source for lithography at wavelengths near 11 nm [in Russian] // Opticheskii Zhurnal. 2024. V. 91. № 6. P. 47–61. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2024-91-06-47-61>

OCIS codes: 120.5240, 260.5210, 260.7200, 300.6170, 300.6190.

ВВЕДЕНИЕ

До начала 2020-х г. производство микросхем высокого и сверхвысокого уровня интеграции выполнялось на фотолитографах с длиной волны экспонирующего излучения $\lambda = 193$ нм, источником которого служит ArF-эксимерный лазер. На этой длине волны с применением дополнительных оптико-технологических приёмов (иммерсия, фазосдвигающие маски, многократное экспонирование и др.) удаётся формировать рисунок топологических слоёв инте-

гральных микросхем с размером наименьших деталей до 10 нм [1], но реализация технологических процессов с более высоким разрешением привела к тому, что начиная с 2019 г. ведущие мировые производители микроэлектроники начали вводить в свои производственные линии литографы, использующие излучение самого коротковолнового ультрафиолетового поддиапазона — EUV (Extreme UltraViolet, русскоязычный аналог — ЭУФ, Экстремальный ультрафиолетовый) (см., например, [2]).

В современной EUV литографии применяется экспонирующее излучение с длиной волны $\lambda = 13,5$ нм. При длинах волн $\lambda < 50$ нм все вещества подвергаются фотоионизации таким излучением, и в конденсированных фазах (твёрдых, жидких) его фотоны поглощаются на длинах пробега порядка 0,1 мкм, т.е. для EUV диапазона не существует прозрачных сред, и в литографе невозможно применение линзовой рефракционной оптики. Кроме того, контраст показателя преломления на границе раздела разных сред (включая вакуум) для этих длин волн очень мал (порядка 1%), т.е. также не существует и эффективных зеркал для этого диапазона. Поэтому в оптической системе литографа можно использовать только многослойные интерференционные зеркала с типичным коэффициентом отражения 0,7 в пределах полосы отражения шириной в несколько ангстрем, что для системы, включающей, например, 10 таких зеркал, приводит к пропусканию в полосе отражения всего около 3% первоначального излучения. А поскольку из-за отсутствия зеркал невозможно построение лазерных резонаторов, в качестве источника излучения приходится использовать ненаправленное и широкополосное тепловое излучение плазмы, нагретой до температуры в несколько десятков электрон-вольт.

Таким образом, выбор длины волны из диапазона 10–15 нм сразу предопределяет серьёзные трудности при разработке литографического оборудования, постоянную борьбу за коэффициент полезного действия и высокую исходную мощность источника излучения. Дополнительные требования к ней предъявляет необходимость поддержания высокой производительности промышленной литографии (т.е. короткого времени экспозиции фоторезиста – в несколько десятых долей секунды на весь топологический слой). В ходе более чем 20-летнего развития EUV литографии его разработчикам пришлось отказаться от привлекательного своей простотой и «чистотой» источника излучения с Xe плазмой, т.к. его излучение на выбранной длине волны $\lambda = 13,5$ нм было недостаточным для широкомасштабного производства, и перейти к источнику, где в качестве мишеней для создания лазерной плазмы используются микрошарики из металлического олова [3].

Источник экспонирующего излучения в современном EUV литографе — это сложное инженерное сооружение с энергопотреблением около 1 МВт, с мощной лазерной системой, работающей с частотой повторения импульсов в десятки килогерц и синхронизованной с потоком микромишеней. Но наибольшая проблема источника — ближайшее к лазерной плазме коллекторное Si/Mo многослойное интерференционное зеркало. Оно принимает на себя основную часть энергии теплового излучения плазмы (примерно 1/3 мощности внутри полосы отражения вокруг $\lambda = 13,5$ нм и почти всю внеполосную мощность — порядка единиц киловатт) и поток корпускулярных загрязнений из неё. Несмотря на ряд защитных мер срок жизни этого прецизионного и дорогостоящего элемента не превышает года, и кроме того, приходится тратить около 30% всего рабочего времени на его обслуживание *in situ*.

Описанные проблемы источника инициировали предложение Института физики микроструктур РАН в Нижнем Новгороде (ИФМ) о возможном варианте EUV литографии с длиной волны рабочего излучения $\lambda \approx 11,2$ нм и оптической системой из многослойных Вессерсдорфских зеркал [4, 5]. Основным достоинством этой идеи была возможность использования простого и «чистого» лазерно-плазменного источника излучения с Xe газоструйной мишенью. Ожидалось, что излучение с длиной волны вблизи 11 нм, возникающее при переходах 4d–4f в ионах ^{+10}Xe и ^{+11}Xe , будет в несколько раз более интенсивным, чем излучение с $\lambda = 13,5$ нм при переходах 4d–5s (вероятность последних в 7 раз меньше), и его мощности будет достаточно для промышленной литографии. В нескольких работах (см., например, [6]) было показано, что в спектре плотной Xe лазерной плазмы дискретные спектральные линии не наблюдаются, сливаясь в широкий континуальный пик в диапазоне $\lambda = 9,5\text{--}14$ нм, максимум которого, действительно, лежит вблизи $\lambda = 11$ нм. Однако количественно определить, насколько его интенсивность превышает интенсивность излучения в области $\lambda = 13,5$ нм, не представлялось возможным из-за пьедестала рассеянного оптического излучения. Предложение ИФМ мотивировало развитие работ по Xe лазерной плазме в ФТИ после того, как в ИФМ были созданы первые Mo/Be зеркала [7]. Их основной целью

являлось достижение высокой излучательной способности Хе плазмы на длине волны 11,2 нм, удовлетворяющей требованиям современной промышленной литографии.

В статье представлен обзор наиболее интересных работ, выполненных в ФТИ по этой тематике. В 2017–2018 г.г. был разработан и применён метод «двухзеркальный вариант брэгговской спектрометрии с абсолютной калибровкой в энергетических единицах для получения спектров излучения Хе плазмы в диапазоне длин волн 11–14 нм при различных экспериментальных условиях [8, 9]». Этот метод, описываемый в 3-м разделе настоящей статьи, является основным инструментом для количественной оценки эффективности способов оптимизации источника EUV излучения. Один из них, который дал самый высокий, важный с практической точки зрения результат, представлен в следующем, 4-м разделе. Это — оптимизация режима облучения газоструйной мишени лазерным лучом с варьируемым диаметром [9, 10]. 5-й раздел имеет исследовательский, диагностический характер. Измерение поглощения энергии лазерного импульса в создаваемой им же плазме и его последующий вычислительный анализ позволили определить внутренние параметры лазерной плазмы, её температуру и средний ионный заряд [10], и их распределение по сечению лазерного луча. Здесь лазерное излучение инфракрасного, оптического диапазона рассматривается как исследовательский инструмент, как средство зондирования лазерной плазмы.

Цель работы — достижение высокой излучательной способности Хе плазмы на длине волны 11,2 нм, удовлетворяющей требованиям промышленной литографии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки и её внешний вид представлены на рис. 1. Основными её узлами являются Nd:YAG инфракрасный (ИК) лазер с его оптическим трактом, генератор газоструйной мишени, измерительные системы и вакуумная камера (диаметр 0,5 м, высота 2 м). Система откачки поддерживает в камере фоновое давление порядка 10^5 мм рт. ст., а во время экспериментов (когда осуществляется импульсная инжекция Хе в камеру) — не хуже 2×10^4 мм рт. ст. с тем,

чтобы избежать заметного поглощения EUV излучения в измерительном тракте.

Лазерная искра создаётся в верхней части камеры, в районе пересечения взаимно перпендикулярных осей лазерного луча и Хе струи. Многомодовый ИК ($\lambda = 1,064$ мкм) лазер с энергией в импульсе до $E_{\text{las}} = 1,4$ Дж и длительностью $\tau_{\text{las}} \approx 10\text{--}15$ нс работает в режиме одиночных импульсов. Внутри камеры лазерный луч проходит через трёхлинзовый безабберационный фокусирующий объектив (диаметр апертуры $\varnothing_{\text{obj}} = 28$ мм, задний фокальный отрезок $f_{\text{obj}} = 82$ мм) и после взаимодействия с мишенью выводится 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 работает в импульсном режиме и создает синхронизированные с лазером импульсы газа длительностью 1,5 мс, которой хватает для установления квазистационарного режима истечения к моменту инициирования лазерного импульса. Хе истекает в вакуум из конического сверхзвукового сопла Лавала ($\varnothing_{\text{crit}} = 0,2$ мм, $\varnothing_{\text{out}} = 1,1$ мм, $L_{\text{nozzle}} = 13$ мм — соответственно, критический и выходной диаметры и длина сопла), что позволяет отчасти подавить тепловой радиальный разлёт струи за счёт её охлаждения. Чтобы противостоять эрозии сопла под действием плазмы, оно было изготовлено из высокотемпературной Al_2O_3 -керамики (алунд).

Для того, чтобы повысить плотность газа в мишени давление Хе перед входом в сопло поддерживалось максимально высоким $P_{\text{Xe}} = 13$ атм, а искра во всех экспериментах возбуждалась на возможно минимальном расстоянии от сопла $\Delta X = 1$ мм. Рассчитанное с помощью гидродинамического моделирования радиальное распределение концентрации атомов Хе при указанных условиях показано на рис. 2. В моделировании не рассматривалась возможная конденсация газа при его адиабатическом расширении в сопле и по выходе из него. Поэтому профиль, показанный на рис. 2, может существенно отличаться от реального. Однако интерес представляет не структура газовой мишени самой по себе,

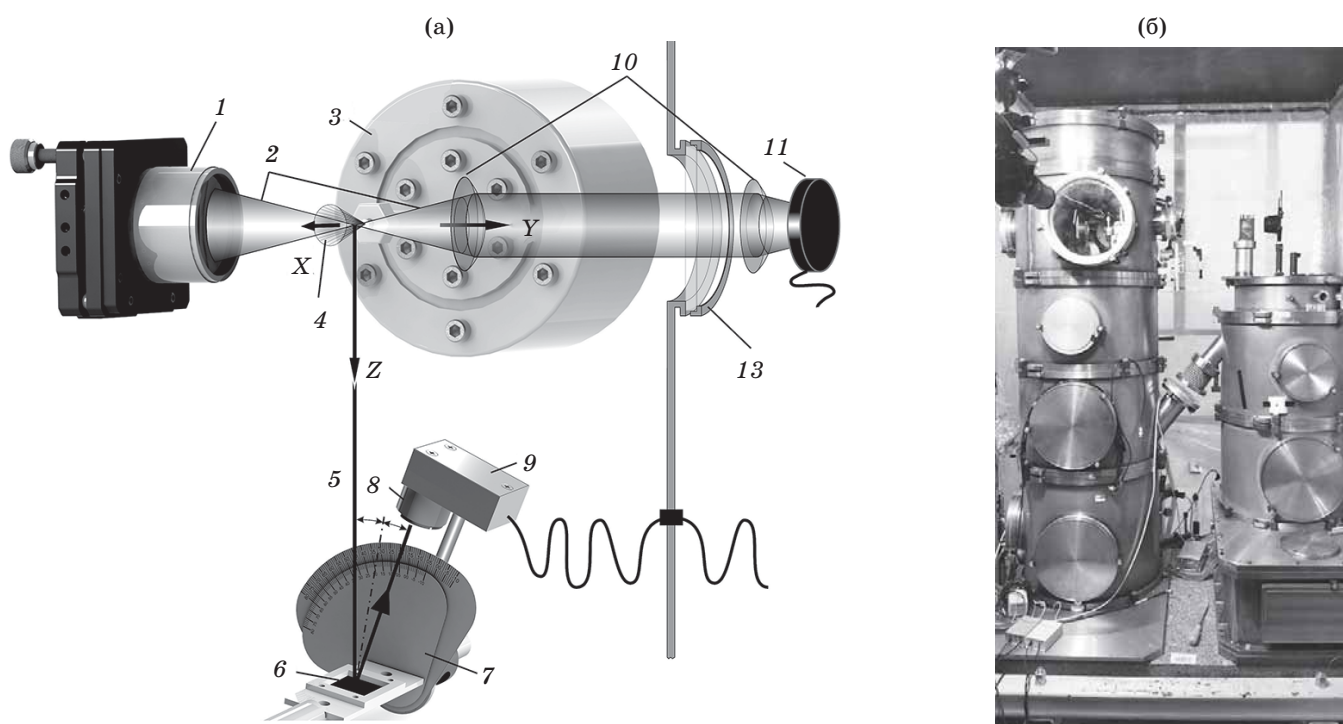


Рис. 1. Экспериментальная установка. (а) Схема установки, где 1 — объектив, 2 — лазерный луч, 3 — генератор Хе газоструйной мишени 4, 5 — линия наблюдения EUV излучения, 6 — интерференционное зеркало, 7 — устройство поворота зеркала, 8 — многослойные Si/Mo спектральные фильтры в держателе, 9 — кремниевый фотодиодный датчик с предусилителем, 10 — линзы для сбора и вывода из камеры непоглощённого лазерного излучения, 11 — измеритель энергии лазерного импульса, 12 — окно для вывода ИК излучения. (б) Фотография установки, подготовленной для измерений распределения энергии по сечению луча. На правом патрубке установлен рассеивающий экран. На столе справа — набор поглощающих оптических фильтров и линза для переноса ИК изображения с экрана на ПЗС-матрицу

Fig. 1. The experimental setup. (a) Scheme of the experimental setup. 1 — focusing lens, 2 — laser beam, 3 — Xe generator of gas-jet target 4, 5 — EUV radiation observation line, 6 — interference mirror, 7 — mirror rotation device, 8 — multilayer Si/Mo spectral filters in the holder, 9 — Si photodiode sensor with a preamplifier, 10 — lenses for collecting and removing unabsorbed laser radiation from the chamber, 11 — laser pulse energy meter, 12 — window for outputting IR radiation. (b) Photograph of the installation prepared for measuring the energy distribution over the beam cross section. A scattering screen is installed on the right pipe. On the table on the right is a set of absorbing optical filters and a lens for transferring IR images from the screen to the CCD matrix

а концентрация атомов/ионов Хе в плазме, где профиль плотности формируется гидродинамическим расширением при температурах на 4 порядка более высоких, чем в струе, и рис. 2 даёт некоторое усреднённое представление о ней: $N_i \approx (3-7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В нижней части камеры установлена система, измеряющая распределение интенсивности EUV излучения плазмы по спектру. Более детально эта система описана в следующем разделе. Система измерения энергии прошедшего через камеру лазерного излучения (или её распределения по поперечному сечению луча) располагается вне камеры (рис. 1а, поз. 11 и 1б).

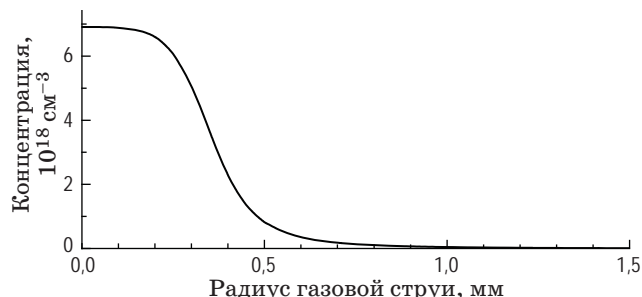


Рис. 2. Радиальное распределение концентрации атомов Хе в газоструйной мишени на расстоянии $\Delta X = 1 \text{ мм}$ от сопла

Fig. 2. Radial distribution of the concentration of Xe atoms in a gas-jet target at a distance $\Delta X = 1 \text{ мм}$ from the nozzle

ДВУХЗЕРКАЛЬНАЯ БРЭГГОВСКАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ХЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Цель описываемой в этом разделе работы — снабдить последующие оптимизационные исследования источника EUV излучения количественно калиброванным и имеющим приемлемое спектральное разрешение методом измерения интенсивности излучения плазмы (т.е. плотности мощности излучения на единицу площади в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения) в функции от его длины волны в диапазоне $\lambda = 11\text{--}14$ нм. В качестве такого метода была использована модификация брэгговской спектроскопии.

Особенностью этой модифицированной методики является использование не одного интерференционного зеркала, а двух сменных со смежными полосами длин волн отражаемого излучения, что позволяет расширить исследуемый спектральный диапазон. В основу методики положен закон Брэггов–Вульфа:

$$2d \sin \alpha = n\lambda, \quad (1)$$

где d — период зеркала (суммарная толщина пары соседних слоёв из разных материалов), α — угол скользющего падения излучения на зеркало, λ — длина волны отражаемого

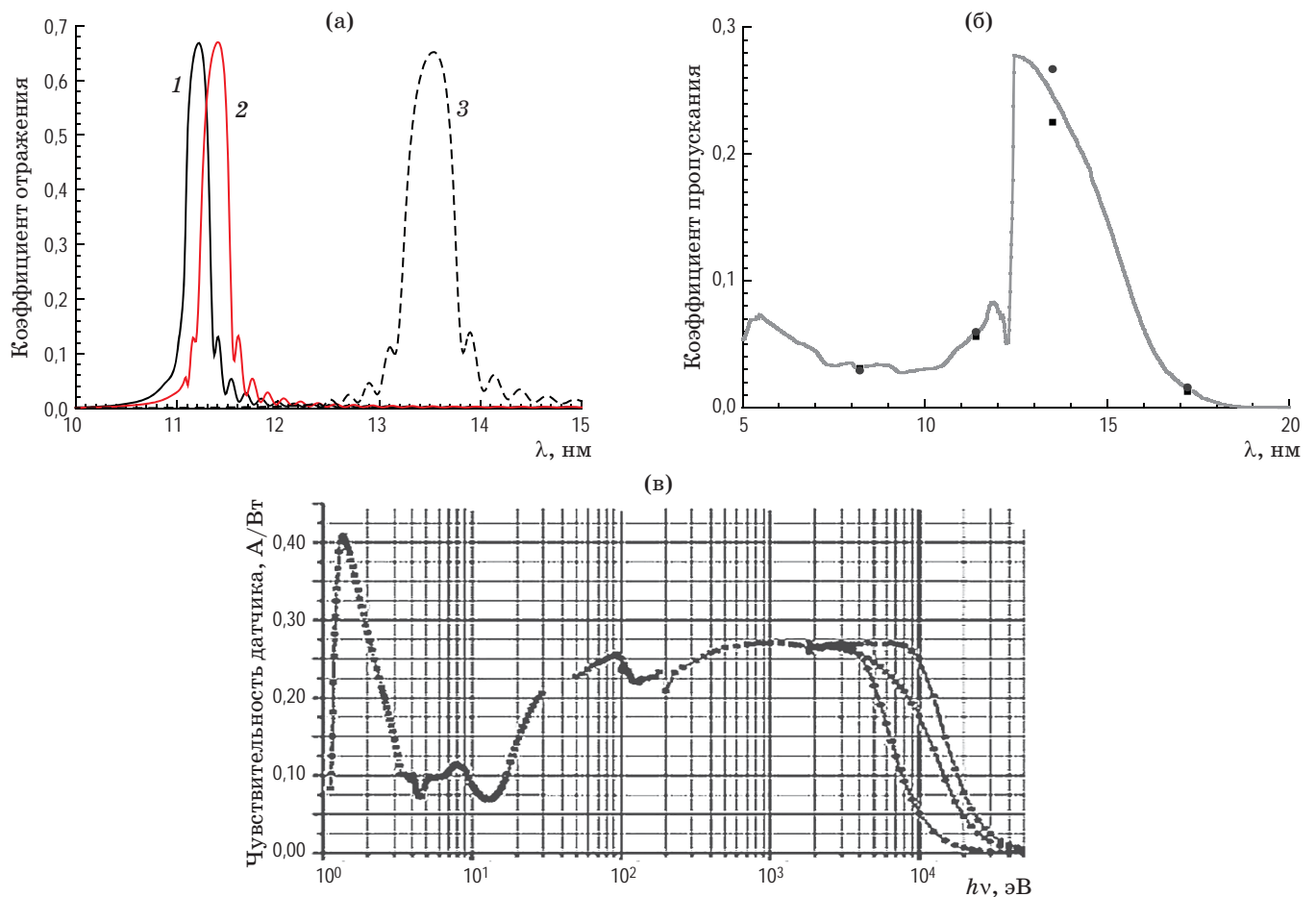


Рис. 3. Спектральные характеристики элементов измерительной системы. (а) Полосы отражения интерференционных зеркал: 1 и 2 — Mo/Be-зеркало под углами падения 72° и 76° , соответственно, 3 — Si/Mo при 76° ; (б) пропускание многослойного Si/Mo спектрального фильтра, сплошная линия — расчётное пропускание, точки — выполненные в ИФМ измерения; (в) чувствительность фотодиодного датчика

Fig. 3. Spectral characteristics of the elements of the measuring system. (a) Reflection bands of interference mirrors: 1 and 2 — Mo/Be mirror at angles of incidence of 72° and 76° , respectively, 3 — Si/Mo at 76° ; (б) transmission of a multilayer Si/Mo spectral filter, solid line — calculated transmission, dots — measurements performed in the IPM; (в) is the sensitivity of the photodiode sensor

излучения и n — порядок интерференционного максимума. Использованные в работе зеркала производства ИФМ имели следующие параметры: Mo/Be-зеркало имело 70 пар слоёв при толщине пары (период зеркала) $d_{\text{Mo/Be}} = 5,9$ нм, из которой 40% приходилось на молибден, а 60% — на бериллий. Si/Mo-зеркало имело 50 пар слоёв, $d_{\text{Si/Mo}} = 7,1$ нм, и толщина слоя кремния составляла 57% периода зеркала. Расчётные спектральные характеристики отражения для нескольких значений углов скользющего падения показаны на рис. 3. Ширина полосы отражения зеркал для заданного угла определяет спектральное разрешение приёмной аппаратуры. Диапазоны изменения углов составляют $\alpha = 70^\circ\text{--}84^\circ$ для Mo/Be-зеркала ($\lambda = 11,1\text{--}11,7$ нм) и $\alpha = 65^\circ\text{--}84^\circ$ для зеркала Si/Mo ($\lambda = 12,6\text{--}13,9$ нм). Максимальный угол ограничен габаритами фотодатчика, минимальный — краями поглощения Be или Si, входящих в состав зеркал ($\lambda_{\text{edge Be}} = 11,1$ нм, $\lambda_{\text{edge Si}} = 12,4$ нм). Таким образом, весь исследуемый спектральный диапазон составляет $11 < \lambda < 14$ нм. В эксперименте для изменения угла α и регистрации мощности отражённого сигнала используется измерительная система, показанная на рис. 1а (поз. 5–9). Спектральные характеристики её элементов демонстрируются на рис. 3. Ширина полос отражения (рис. 3а) определяет спектральное разрешение метода.

Измерение «брэгговского» спектра (рис. 4) выполнялось в тех же экспериментальных условиях, в которых ранее был получен спектр, измеренный традиционным методом с помощью спектрографа с дифракционной решёткой (приведён в [8, 9]): ось Xe газоструйной мишени пересекала ось лазерного луча в точке его геометрического фокуса, энергия лазерного импульса $E_{\text{las}} = 1\text{--}1,2$ Дж, параметры генерации газоструйной мишени см. в разделе «Экспериментальная установка».

В фотодиодном датчике суммарная энергия всех фотонов, попадающих в его приёмное окно, за счёт внутреннего фотоэффекта конвертируется в ток свободных электронов. Иными словами, происходит интегрирование спектральной плотности мощности излучения по длинам волн (т.е. мощности на единицу длины волны, получаемой делением мощности, приходящей в приёмное окно датчика, на ширину полосы длин волн, в которой происходит

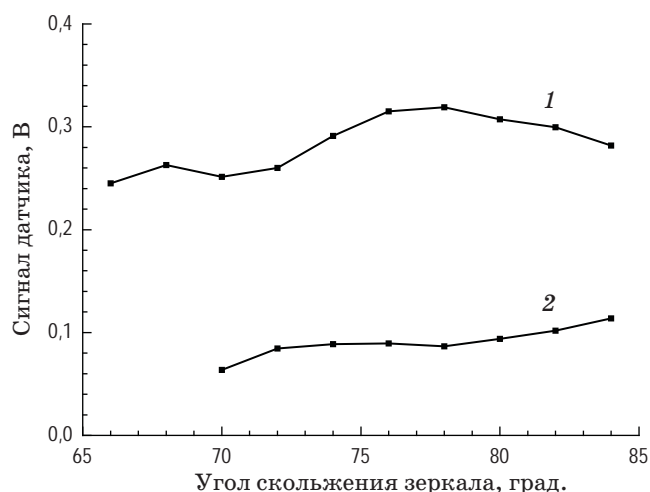


Рис. 4. Величины сигнала фотодатчика, полученные при сканировании интерференционными зеркалами по углам: 1 — Si/Mo-зеркало, 2 — Mo/Be зеркало

Fig. 4. Photosensor signals obtained by scanning interference mirrors over the angles: 1 — Si/Mo mirror, 2 — Mo/Be mirror

отражение от брэгговского зеркала (рис. 3а)). Поэтому полученный с датчика сигнал может быть записан как

$$U(\alpha) = A \int I_{\lambda}(\lambda) R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где A — коэффициент усиления предусилителя, I_{λ} — искомая спектральная плотность мощности излучения, R — коэффициент отражения зеркала, T — пропускание фильтра, S — чувствительность фотодиода, интегрирование выполняется по всему диапазону длин волн. Формально выражение (2) является интегральным уравнением Фредгольма. Однако его ядро, $R(\lambda, \alpha)$, определено лишь для нескольких дискретных значений угла α , при которых производились измерения. Поэтому для решения уравнения (2) непригодны стандартные методы, применимые лишь к непрерывным функциям, и приходится искать приближённое решение, что облегчается специфической формой зависимости коэффициента отражения зеркала от длины волны (рис. 3а). Видно, что интегрирование в (2) реально происходит лишь в пределах полосы длин волн, где отражение $R(\lambda, \alpha) > 0$. При этом, благодаря отмеченной во введении квазиконтинуальности спектра Xe плазмы в интересующем нас диапазоне длин волн из-за отсутствия

в нём дискретных спектральных линий можно полагать, что около 80% излучения будет отражаться в пределах центрального пика спектральной характеристики зеркала при фиксированном значении угла α . Поэтому, пренебрегая боковыми лепестками, примем ширину этого пика (по его основанию) в качестве ширины эффективной полосы отражения $\Delta\lambda$. Для использованных зеркал определённая таким образом величина $\Delta\lambda$ составляла $\Delta\lambda_{\text{Mo/Be}} = 3\text{--}3,5 \text{ \AA}$ и $\Delta\lambda_{\text{Si/Mo}} = 5,5\text{--}6 \text{ \AA}$. При нахождении приближённого решения уравнения (2) вышеупомянутая квазиконтинуальность спектра позволяет считать, что искомая I_λ постоянна в пределах такой узкой полосы $\Delta\lambda$ и равна среднему значению по полосе $I_\lambda(\lambda, \alpha) = \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}(\alpha) = \text{const}$. Тогда уравнение (2) сводится к простому алгебраическому уравнению относительно $\langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}$:

$$U(\alpha) = A \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}(\alpha) \int_{\Delta\lambda} R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda = A \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda} \text{Instr}(\alpha), \quad (3)$$

где интегрирование по λ выполняется только в пределах $\Delta\lambda$, а $\text{Instr}(\alpha)$ есть параметр регистрирующей системы. Полученный набор значений $I_\lambda(\alpha)$, очевидно, есть спектр $I_\lambda(\lambda) \equiv I_\lambda(\alpha)$, где λ — центральная длина волны полосы $\Delta\lambda$, а сама величина $\Delta\lambda$ играет роль спектрального разрешения метода. Спектр $I_\lambda(\lambda)$, измеренный при вышеуказанных экспериментальных условиях, показан на рис. 5а.

Видно, что при этих условиях интенсивность излучения на длине волны $\lambda = 11,2 \text{ нм}$ в 11 раз превышает интенсивность на $\lambda = 13,5 \text{ нм}$. Измерение этого соотношения являлось одной из целей настоящего исследования (см. Введение). Наложение «брэгговского» спектра на спектр, измеренный с помощью спектрографа с дифракционной решёткой, показывает их очень хорошее совпадение (рис. 5б), верифицируя таким образом «брэгговский» спектр. Кроме того, удаётся определить высоту пьедестала рассеянного оптического излучения в спектре, измеренном с помощью решётки, и прокалибровать последний в диапазоне $11 < \lambda < 14 \text{ нм}$ в единицах спектральной плотности мощности.

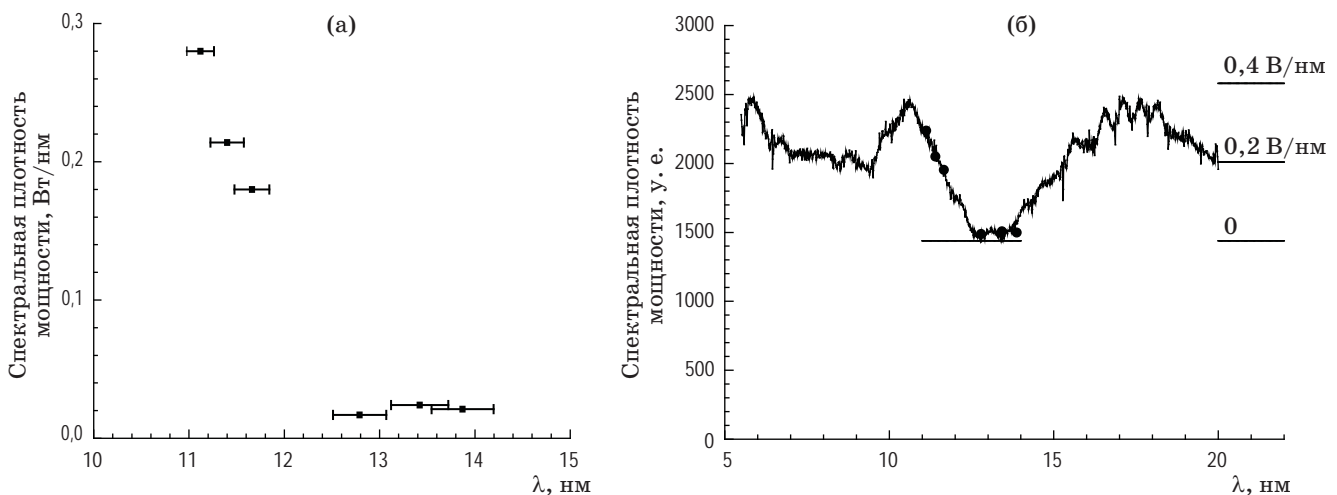


Рис. 5. Спектр Хе лазерной плазмы, полученный методом брэгговской спектрометрии. (а) Длина горизонтальных отрезков при каждой из точек описывает ширину полосы $\Delta\lambda$. Из 18 экспериментальных точек на рис. 5 выбрано лишь 6 с целью максимально уменьшить перекрытие полей спектрального разрешения. (б) Совмещение «брэгговского» спектра со спектром, полученным традиционным методом с помощью спектрографа с дифракционной решёткой. Горизонтальная линия в диапазоне $\lambda = 11\text{--}14 \text{ нм}$ — пьедестал рассеянного оптического излучения во втором из них. Разметка оси ординат в абсолютных, энергетических единицах — на правом краю рисунка

Fig. 5. Spectrum of Xe laser plasma obtained by Bragg spectrometry. (a) The length of the horizontal segments at each point describes the width of the strip $\Delta\lambda$. Of the 18 experimental points in Fig. 5, only 6 were selected in order to minimize the overlap of spectral resolution fields. (б) Combination of the “Bragg” spectrum with the spectrum obtained by the traditional method using a spectrograph with a diffraction grating. The horizontal line in the range $\lambda = 11\text{--}14 \text{ nm}$ is the pedestal of scattered light in the second of them. The ordinate axis is marked in absolute, energy units on the right edge of the figure

ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ: ОБЛУЧЕНИЕ МИШЕНИ ШИРОКИМ РАСФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ

В поисках экспериментальных условий, позволяющих повысить мощность EUV излучения плазмы, был протестирован ряд методов. Во-первых, во всех экспериментах поддерживалась максимально высокая, ограниченная лишь техническими возможностями, плотность ксенона в газоструйной мишени (рис. 2). Дополнительно исследовался двухимпульсный режим возбуждения плазмы, когда предимпульс ультрафиолетового KrF эксимерного лазера создавал предионизацию в Хе струе и вместе с тем возбуждал в газе ударную волну, фронт которой с ожидавшейся высокой концентрацией атомов Хе облучался основным ИК лазерным импульсом. Кроме того, были предприняты попытки уменьшить толщину периферической, не облучаемой лучом лазера оболочки из холодного газа, которая всегда окружает горячую, высокоионизованную плазму, и которая, как ожидалось, могла бы поглощать часть EUV излучения основной плазмы за счёт фотоионизации. Все эти эксперименты не дали существенного эффекта — выход EUV излучения увеличивался не более чем на 20%.

Существенное увеличение мощности излучения плазмы, случайно обнаруженное при смещении газоструйной мишени от точки фокуса вдоль лазерного луча, побудило предпринять планомерные исследования. В них, в противоположность общепринятому мнению, что оптимальное положение мишени находится в фокусе луча с максимальной интенсивностью лазерного излучения, газоструйная мишень перемещалась вдоль лазерного луча на расстояние $\pm 1,5$ мм от точки геометрического фокуса. При этом по мере удаления от фокуса диаметр луча увеличивался, как это показано на рис. 6. Измерялись интенсивности излучения плазмы на длинах волн $\lambda = 11,4$ нм и $\lambda = 13,5$ нм и поглощённая плазмой доля энергии лазерного импульса. Результаты измерений приведены на рис. 7 и 8.

Видно, что интенсивность EUV излучения лазерной искры в функции от положения мишени на оси луча имеет характерную двугорбую форму. При этом интенсивность при острой фокусировке, когда мишень находится

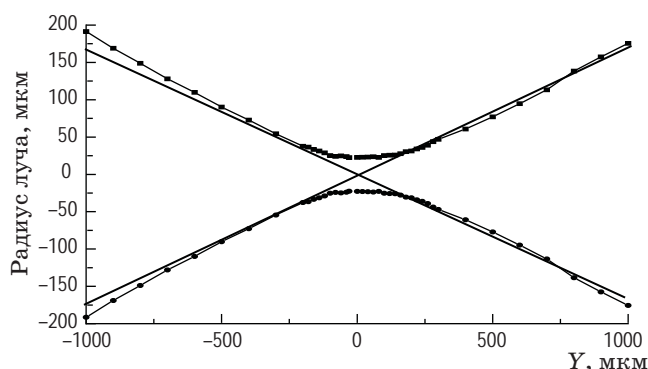


Рис. 6. Эффективный радиус лазерного луча в функции от координаты Y вдоль оси луча. Точки — измерения с помощью ПЗС-матрицы. Прямые асимптоты совпадают с контурами луча в приближении геометрической оптики

Fig. 6. The effective radius of the laser beams as a function of the Y coordinate along the beam axis. Points — measurements using a CCD matrix. Direct asymptotes coincide with the contours of the beam in the geometric optics approximation

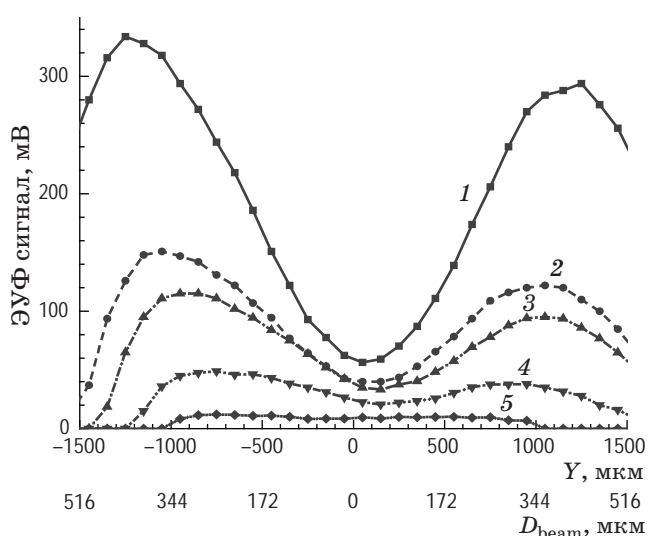


Рис. 7. Интенсивность излучения лазерной плазмы на $\lambda = 11,4$ нм для различных энергий лазерного импульса. 1 — $E_{\text{las}} = 1$ Дж, 2 — $E_{\text{las}} = 0,65$ Дж, 3 — $E_{\text{las}} = 0,56$ Дж, 4 — $E_{\text{las}} = 0,36$ Дж и 5 — $E_{\text{las}} = 0,17$ Дж. На оси абсцисс показаны положения мишени на оси луча и соответствующие его диаметры. На оси ординат — сигнал датчика, пропорциональный интенсивности излучения лазерной плазмы

Fig. 7. Intensity of laser plasma radiation at $\lambda = 11.4$ nm for different laser pulse energies. 1 — $E_{\text{las}} = 1$ J, 2 — $E_{\text{las}} = 0.65$ J, 3 — $E_{\text{las}} = 0.56$ J, 4 — $E_{\text{las}} = 0.36$ J and 5 — $E_{\text{las}} = 0.17$ J. The X-axis shows the position of the target on the beam axis and its corresponding diameters. On the ordinate axis is the sensor signal, proportional to the intensity

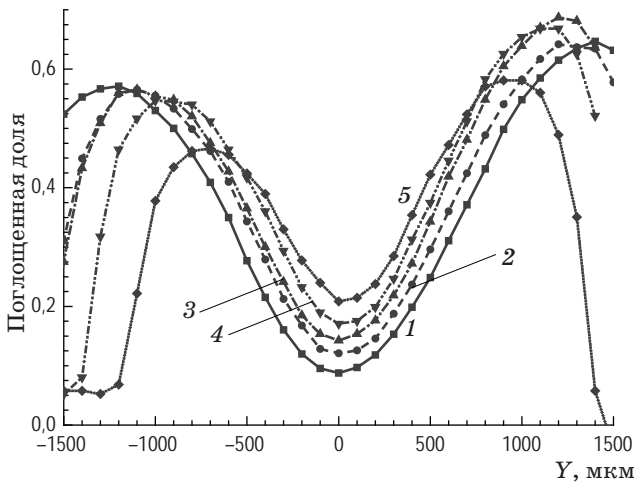


Рис. 8. Поглощенная в плазме доля энергии лазерного импульса. Нумерация кривых такая же, как и на рис. 7

Fig. 8. The fraction of laser pulse energy absorbed in the plasma. The numbering of the curves is the same as in Fig. 7

в фокусе, и диаметр луча $\varnothing_{\text{beam}} \approx 47$ мкм, оказывается наименьшей. Максимумы на этой кривой соответствуют положениям мишени на оси луча далеко от фокуса — на расстоянии 1,1–1,3 мм, где диаметр сходящегося/расходящегося луча составляет 350–400 мкм. Интенсивность излучения в максимумах превышает интенсивность при острой фокусировке примерно в 5 раз для $\lambda = 11,4$ нм и около 10 раз для $\lambda = 13,5$ нм.

Подобную же форму имеет и зависимость поглощения лазерной энергии в плазме от положения мишени на оси луча, т.е. от его диаметра. Очевидно, что для обеих величин (EUV излучения и поглощения лазерной энергии) причина, определяющая эту специфическую зависимость от диаметра луча (и тем самым, от размера плазмы), должна быть одна и та же.

В первую очередь в качестве такой причины рассматривается длительность существования (время жизни) плазмы τ_{pl} . Конечно, она определяется длительностью существования внешнего источника энергии, который создаёт плазму и поддерживает её энергобаланс, т.е. длительностью лазерного импульса τ_{las} . Но также важно рассмотреть и длительность существования материальной основы — вещества плазмы. Нагретые до температур порядка десятков электрон-вольт ионы и электроны плазмы подвержены гидродинамическому

разлёту, истечению за пределы облучаемой лазером области. В отличие от тепловой энергии, вещество плазмы не имеет внешнего источника питания, и поэтому концентрация частиц в плазме во времени спадает по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_{hydro} : $N_{e,i} \sim \exp(-t/\tau_{\text{hydro}})$. τ_{hydro} определяется как отношение количества частиц в объёме плазмы к величине потока через площадь её поверхности с тепловой скоростью ионов, т.е. пропорциональна отношению $\tau_{\text{hydro}} \sim \varnothing_{\text{pl}} / \sqrt{T_{\text{pl}}}$, где $\varnothing_{\text{pl}} = \varnothing_{\text{beam}}$ — диаметр плазмы, а T_{pl} — температура плазмы. Во всех рассмотренных экспериментальных режимах $\tau_{\text{hydro}} \leq \tau_{\text{las}}$, т.е. следует считать, что время жизни плазмы ограничивается гидродинамическим разлётом $\tau_{\text{pl}} = \tau_{\text{hydro}}$. В частности, расчёт показывает, что вблизи фокуса луча, когда $\varnothing_{\text{pl}} \approx 47$ мкм, $\tau_{\text{pl}} \approx 1,8$ нс. Таким образом, становится понятной причина увеличения поглощения/излучения плазмы при увеличении её диаметра: чем больше размеры плазмы, тем дольше она «живёт», тем больше поглощает лазерной энергии, тем больше излучает энергии в EUV диапазоне.

Обнаруженный режим облучения Хе газоструйной мишени широким, расфокусированным лучом вместе с подтверждёнными спектротрическими исследованиями высокой излучательной способностью Хе плазмы на $\lambda \approx 11$ нм являются двумя факторами, обеспечивающими высокую эффективность конверсии лазерной энергии в узкополосное излучение с центральной длиной волны, близкой к 11 нм. Достигнутая конверсионная эффективность (Conversion Efficiency) Хе лазерно-плазменного источника $\text{CE} = E_{11,2\text{нм},2\%,2\pi} / E_{\text{las}} = 3,9\%$ (здесь $E_{11,2\text{нм},2\%,2\pi}$ — энергия излучения с центральной длиной волны $\lambda = 11,2$ нм в полосе шириной 2% от неё, излучаемая в полусферу). В этом эксперименте (рис. 7 и 8) ось газоструйной мишени находилась при координате $Y = 1,3$ мм ($\varnothing_{\text{beam}} \approx 365$ мкм), и поглощённая доля лазерной энергии была 60–65%. Источник с такой величиной CE представляется пригодным для практического применения в EUV литографии. Такой высокий коэффициент конверсии показан впервые для лазерной плазмы с Хе газоструйной мишенью. Полученные для этой плазмы, но при других условиях, данные ИФМ [11] — $\text{CE}_{10,8\text{нм},2\%,2\pi} \approx 1,8\%$ — также подтверждают, что в лазерно-плазмен-

ном источнике с Хе газовой мишенью на длинах волн вблизи $\lambda \approx 11$ нм следует ожидать высокой эффективности конверсии лазерной энергии в EUV излучении.

ДИАГНОСТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ЭНЕРГИИ В ПЛАЗМЕ

Определение внутренних параметров лазерной плазмы по величине поглощённой доли

Указанное в заголовке раздела применение основано на известной из теории распространения электромагнитных волн в плазме зависимости коэффициента поглощения от параметров плазмы:

$$\mu \sim N_i^2 Z^3 T_e^{-3/2}, \quad (4)$$

где N_i — концентрация ионов, Z — ионный заряд, T_e — температура электронов. Коэффициент поглощения при некоторых предположениях может быть получен из экспериментально измеренной поглощённой в плазме доли интенсивности лазерного излучения I_{abs}/I_0 :

$$1 - I_{\text{abs}}/I_0 = \exp(-\mu L_{\text{abs}}), \quad (5)$$

где L_{abs} — длина поглощения, т.е. эффективная длина плазмы вдоль луча. Поэтому левая часть выражения (5) может считаться известной. В экспериментах, результаты которых здесь рассматриваются, измерялись не мгновенные и локальные интенсивности излучения, а интегральные по времени и сечению лазерного луча энергии, поэтому в расчётах использовались усреднённые величины интенсивности. Как указано в предыдущем разделе, концентрация плазмы убывает во времени по экспоненциальному закону. Поскольку значение экспоненты, усреднённое по её постоянной времени (времени жизни плазмы τ_{pl}), не зависит от величины τ_{pl} , а определяется лишь начальной величиной (концентрацией атомов в мишени) $\langle N_i \rangle_{\tau_{\text{pl}}} = N_0(1 - 1/e) \approx 0,63N_0$, значение ионной концентрации в (5) также можно считать известным. Таким образом, если можно было бы рассчитать средний ионный заряд плазмы че-

рез её температуру при известной плотности, уравнение (5) можно было бы решить, получив температуру и ионный заряд — внутренние параметры плазмы. Поскольку в короткоживущей лазерной плазме равновесная ионизация не достигается, её величина не может быть определена обычными для равновесной плазмы способами. Поэтому был разработан вычислительный метод, учитывающий неравновесность лазерной плазмы.

Основным параметром в нём является промежуток времени, в течение которого может происходить ионизация n -го иона ($Z_n = +n$):

$$(\Delta t)_{\text{ioniz},n} = \tau_{\text{pl}} - \sum_{k=7}^{n-1} \tau_{\text{ioniz},k}, \quad (6)$$

где $\tau_{\text{ioniz},k}$ — среднее по популяции ионов с $Z = +k$ время, в течение которого происходит их ионизация при заданных плотности и температуре плазмы, $\tau_{\text{ioniz}} = (ZN_i \langle \sigma_{\text{ioniz}} V_e \rangle)^{-1}$, суммирование по зарядовым состояниям выполняется от $k = 7$ (потому что времена ионизации ионов с $Z < 7$ при рассматриваемых условиях пренебрежимо малы) до $k = n - 1$. Тогда вероятность ионизации, которая в конечном счёте определяет состав ионной популяции, будет

$$P_n = (\Delta t)_{\text{ioniz},n} / \tau_{\text{ioniz},n}. \quad (7)$$

Как видно из выражения (6), в обсуждаемом методе процесс ионизации считается последовательным, т.е. ионизация k -ого иона начинается только после того, как произошла ионизация всех предыдущих. Кроме того, рассмотрение процесса ионизации начинается с иона с зарядом $Z = +7$ по окончании начальной стадии формирования плазмы, поскольку оценки времен τ_{ioniz} для типичных в наших экспериментах условий ($N_i = (3-7) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T = 30-50$ эВ) показывают, что суммарное время начальной ионизации, даже включая ион с $Z = +7$, пренебрежимо мало по сравнению с временами ионизации более высокозарядных ионов. Для реализации описываемого метода потребовалась база данных сечений ионизации σ_{ioniz} электронным ударом для ионов от ^7He до ^{16}He , которая рассчитывалась с помощью квантово-механического численного моделирования. С сечениями, скоростями и временами ионизации можно ознакомиться

в [10], а с методикой их расчёта — в более детальном описании метода, опубликованного в Journal of Applied Physics в декабре 2023 г.

С учётом всего вышесказанного доля n -го иона в ионной популяции есть

$$\begin{aligned} F_n &= P_7 P_8 \dots P_{n-1} (1 - P_n) = \\ &= (1 - P_n) \prod_{k=7}^{n-1} P_k, \end{aligned} \quad (8)$$

а средний ионный заряд

$$\langle Z \rangle = \sum_n (F_n Z_n). \quad (9)$$

Базирующееся на экспериментальных данных определение параметров плазмы с применением описываемого в настоящем разделе метода выглядит следующим образом: сначала рассчитываются как функции температуры плазмы все необходимые величины $\tau_{pl} = \tau_{hydro}$, $\langle Z \rangle$ и расчётный коэффициент

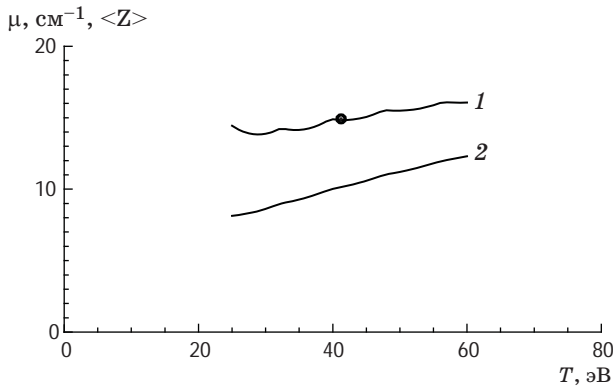


Рис. 9. Определение температуры и среднего ионного заряда лазерной плазмы, базирующееся на измерениях поглощения лазерного излучения. Кривые 1 и 2 — расчётные коэффициент поглощения μ и средний ионный заряд $\langle Z \rangle$, соответственно. Лежащая на кривой 1 чёрная точка — экспериментальное значение μ с коррекцией на $\tau_{pl} = \tau_{hydro} = 1,8$ нс. Видно, что в данном примере температура плазмы $T = 42$ эВ, а средний ионный заряд $\langle Z \rangle = 10$

Fig. 9. Determination of temperature and average ion charge of laser plasma based on measurements of laser radiation absorption. Curves 1 and 2 — calculated absorption coefficient μ and average ionic charge $\langle Z \rangle$, respectively. Black dot 1 on curve is the experimental value of μ corrected by $\tau_{pl} = \tau_{hydro} = 1.8$ ns. It can be seen that in this example the plasma temperature is $T = 42$ eV, and the average ion charge $\langle Z \rangle = 10$

поглощения μ . Затем выбирается такое значение температуры, при котором расчётное значение μ и его выводимая из экспериментальных данных величина (с коррекцией на время жизни плазмы, которое заметно короче длительности лазерного импульса) совпадают. При этом определяются как T_{pl} , так и $\langle Z \rangle$. Результат такого анализа для случая, когда газоструйная мишень находится в фокусе, показан на рис. 9.

Зондирование плазмы создающим её инфракрасным излучением лазера

Прошедшее через плазму и частично поглощённое ею лазерное излучение несёт в себе информацию о распределении поглощения по сечению плазмы. В этом смысле инфракрасное (ИК) лазерное излучение «зондирует» плазму примерно так, как рентгеновское излучение в рентгеноскопии. Но в отличие от рентгеноскопии, в описываемом здесь зондировании плазмы используется зондирующее излучение оптического диапазона, которое легко преобразуется обычной рефракционной оптикой. В частности, картина распределения поглощения по сечению, которая там, где луч проходит через плазму, имеет диаметр порядка сотых долей миллиметра, может быть увеличена до макроскопических размеров порядка нескольких миллиметров и изучена с помощью стандартных методов, например, зафиксирована на ПЗС-матрице. При этом пространственное разрешение деталей в «теневого картине» для самых малых лазерных плазм с диаметром $\varnothing_{pl} = \varnothing_{beam} \approx 50$ мкм («случай острой фокусировки») ограничивается уже дифракционным пределом, который для излучения Nd:YAG-лазера составляет 1–2 мкм.

На рис. 10 показаны зафиксированные на ПЗС-матрице изображения поперечного сечения лазерного луча (т.е. распределения по сечению плотности энергии) в отсутствие плазмы W_0 (рис. 10а) и луча, прошедшего через плазму W_{tr} (рис. 10б). Графики на рис. 10в дают распределения по вертикальному и горизонтальному диаметрам поглощённой доли: $W_{abs}/W_0 = 1 - W_{tr}/W_0$. Рис. 10а показывает существенную неоднородность распределения по сечению луча плотности энергии на единицу площади, отражающую модовую структуру луча, но распределение поглощённой доли (рис. 10в) за исключением краевых эффектов практически однородно. Это означает

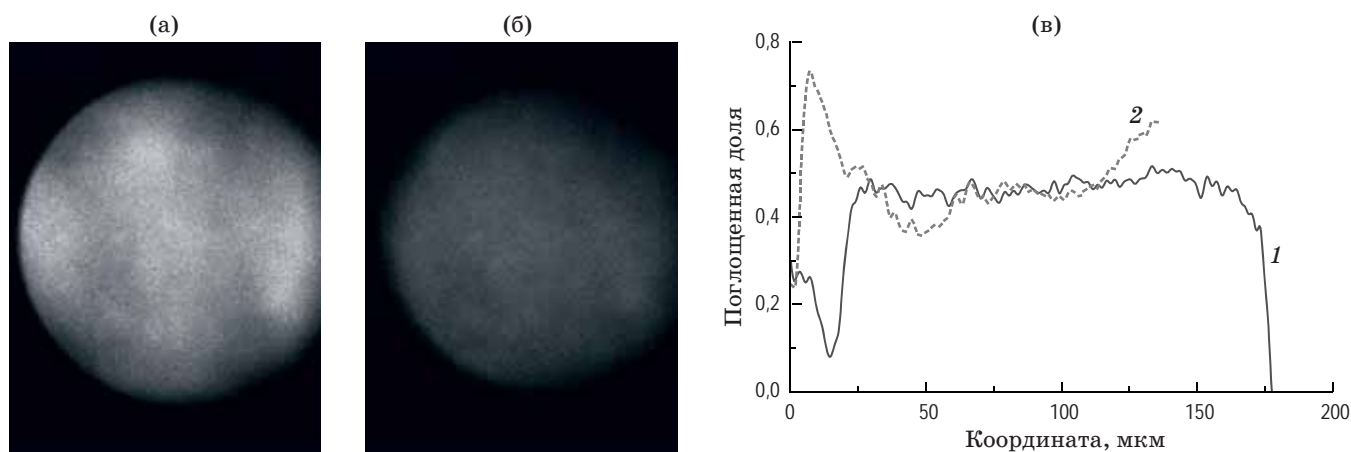


Рис. 10. Зондирование плазмы лазерным излучением. (а) Распределение плотности энергии по поперечному сечению луча в отсутствие плазмы (без поглощения), зафиксированное на ПЗС-матрице; (б) такое же распределение для луча, прошедшего через плазму и частично поглощённого; (в) распределение плотности поглощённой доли лазерной энергии по сечению вдоль вертикального диаметра (1), вдоль горизонтального диаметра (2). Оцифровка оси абсцисс соответствует сечению плазмы, находящейся при координате $Y = 400$ мкм ($\varnothing_{\text{beam}} \approx 140$ мкм)

Fig. 10. Plasma sensing by laser radiation. (a) Distribution of energy density over the cross section of the beam in the absence of plasma (without absorption), recorded on the CCD matrix; (б) the same distribution for a beam passing through plasma and partially absorbed; (в) distribution of the density of the absorbed fraction of laser energy over the cross section: 1 — along the vertical diameter, 2 — along the horizontal diameter, the digitization of the abscissa axis corresponds to the plasma section located at the coordinate $Y = 400$ μm ($\varnothing_{\text{beam}} \approx 140$ μm)

постоянство по сечению зависящего от температуры плазмы коэффициента поглощения и, тем самым, постоянство самой температуры. Это явление — слабая зависимость температуры плазмы от вкладываемой в неё энергии — является характерной особенностью плазмы из многоэлектронных атомов, результатом доминирования радиационных потерь в энергобалансе плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ФТИ им. А. Ф. Иоффе в период, начиная с 2017 г. и по настоящее время, выполняется ряд исследований лазерно-плазменного источника излучения с Хе газоструйной мишенью. Основное предназначение этих работ — разработка физических основ для новой, возможной в будущем, версии EUV литографии с длиной волны вблизи 11 нм, предложенной ещё в 2013 г. в ИФМ (Нижний Новгород). Среди полученных результатов наиболее существенными являются следующие:

1. Разработана, апробирована, введена в повседневную экспериментальную практику ко-

личественно калиброванная многозеркальная брэгговская спектрометрия EUV излучения. С её помощью получены спектры излучения Хе лазерной плазмы для ряда экспериментальных режимов.

2. Протестирован ряд методик увеличения излучения лазерной искры, и был получен неожиданный результат: при облучении газоструйной мишени широким, расфокусированным лазерным лучом излучаемая лазерной плазмой в EUV диапазоне энергия в 5–10 раз выше, чем при фокусировке луча на ось газоструйной мишени.

3. В этом режиме облучения мишени значение коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию узкополосного излучения плазмы вокруг длины волны 11,2 нм составило около 4%, что на сегодняшний день является мировым рекордом для плазмы такого типа. Такая эффективность конверсии кажется достаточной для применения Хе лазерно-плазменного источника излучения в высокопроизводительном, промышленном литографическом процессе с вышеуказанной длиной волны. Использование в нём простого и «чистого»

источника излучения на Хе плазме позволило бы избежать ряда проблем, с которыми сталкивается современная литография с длиной волны 13,5 нм.

4. Разработан базирующийся на экспериментальных измерениях поглощаемой в плазме энергии лазерного импульса аналитиче-

ский метод определения внутренних параметров плазмы — её температуры, ионного заряда, пространственной структуры поглощения. Ранее подобных диагностик не существовало — представления о внутренних параметрах плазмы могли быть получены лишь из численного математического моделирования.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Lapedus M. Battling fab cycle times. Semiconductor engineering. Article. [Electronic resource]. Access mode: <http://semiengineering.com/battling-fab-cycle-times/>, free. in English (accessed 08/10/2023)
2. Yeap G., Lin S.S., Chen Y.M. et al. 5nm CMOS production technology platform featuring full-fledged EUV, and high mobility channel FinFETs with densest 0.021 μm^2 SRAM cells for mobile SoC and high performance computing applications // 2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). San Francisco, USA. December 07–11. 2019. P. 36.7.1–36.7.4 <https://ieeexplore.ieee.org/document/8993577>
3. Banine V., Moors R. EUV lithography and EUVL sources // 2011 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2011/S8.pdf>, free. in English (accessed 08/10/2023).
4. Chkhalo N.I., Salashchenko N.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>
5. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. BEUV nanolithography: 6.7 or 11 nm? // 2013 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2013/S19.pdf>, free. in English (accessed 08/10/2023).
6. Fahy K., Dunne P., McKinney L. et al. UTA versus line emission for EUVL: studies on xenon emission at the NIST EBIT // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 3225–3232. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/37/23/003>
7. Bogachev S.A., Chkhalo N.I., Kuzin S.V. et al. Advanced materials for multilayer mirrors for extreme ultraviolet solar astronomy // Appl. Optics. 2016. V. 55. № 9. P. 2126–2135. <https://doi.org/10.1364/AO.55.002126>
8. Буторин П.С., Задиранов Ю.М., Зувев С.Ю. и др. Абсолютно калиброванные спектрально разрешенные измерения интенсивности излучения Хе лазерной плазмы в дальнем ультрафиолетовом диапазоне // ЖТФ. 2018. Т. 88. № 10. С. 1554–1558. <https://doi.org/10.21883/JTF.2018.10.46501.2477>
9. 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>
10. 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>

REFERENCES

1. Lapedus M. Battling fab cycle times. Semiconductor engineering. Article. [Electronic resource]. Access mode: <http://semiengineering.com/battling-fab-cycle-times/>, free. in English (accessed 08/10/2023)
2. Yeap G., Lin S.S., Chen Y.M. et al. 5nm CMOS production technology platform featuring full-fledged EUV, and high mobility channel FinFETs with densest 0.021 μm^2 SRAM cells for mobile SoC and high performance computing applications // 2019 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). San Francisco, USA. December 07–11, 2019. P. 36.7.1–36.7.4 <https://ieeexplore.ieee.org/document/8993577>
3. Banine V., Moors R. EUV lithography and EUVL sources // 2011 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2011/S8.pdf>, free. in English (accessed 08/10/2023).
4. Chkhalo N.I., Salashchenko N.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>
5. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. BEUV nanolithography: 6.7 or 11 nm? // 2013 International Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Report. [Electronic resource]. Access mode: <https://www.euvlitho.com/2013/S19.pdf>, free. in English (accessed 08/10/2023)
6. Fahy K., Dunne P., McKinney L. et al. UTA versus line emission for EUVL: studies on xenon emission at the NIST EBIT // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 3225–3232. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/37/23/003>
7. Bogachev S.A., Chkhalo N.I., Kuzin S.V. et al. Advanced materials for multilayer mirrors for extreme ultraviolet solar astronomy // Appl. Optics. 2016. V. 55. № 9. P. 2126–2135. <https://doi.org/10.1364/AO.55.002126>
8. Butorin P.S., Zadiranov Yu.M., Zuev S.Yu. et al. Absolutely calibrated spectrally resolved measurements of Xe laser plasma radiation intensity in the EUV range // Tech. Phys. 2018. V. 63. P. 1507–1510. <https://doi.org/10.1134/S1063784218100080>
9. 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>
10. 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>

11. 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

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

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

*Статья поступила в редакцию 09.10.2023
Одобрена после рецензирования 22.01.2024
Принята к печати 29.04.2024*

11. 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>

AUTHORS

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

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

*The article was submitted to the editorial office 09.10.2023
Approved after review 22.01.2024
Accepted for publication 29.04.2024*