

09

## Абсолютно калиброванные спектрально разрешенные измерения интенсивности излучения Хе лазерной плазмы в дальнем ультрафиолетовом диапазоне

© П.С. Буторин,<sup>1</sup> Ю.М. Задиранов,<sup>2</sup> С.Ю. Зуев,<sup>3</sup> С.Г. Калмыков,<sup>2,¶</sup> В.Н. Полковников,<sup>3</sup>  
М.Э. Сасин,<sup>2</sup> Н.И. Чхало<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия

¶ e-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 8 сентября 2017 г. В окончательной редакции 6 марта 2018 г.)

С помощью Mo/Be и Si/Mo интерференционных зеркал выполнены измерения интенсивности излучения лазерной плазмы с Хе газоструйной мишенью в полосе длин волн 11–14 nm со спектральным разрешением 3–6 Å. Полученные результаты сравниваются со спектром, измеренным ранее с помощью спектрографа. Найдено, что в исследованном режиме возбуждения плазмы отношение интенсивностей на длинах волн 11.2 и 13.5 nm составило примерно 10 раз.

DOI: 10.21883/JTF.2018.10.46501.2477

### Введение

Внедрение EUV (Extreme UltraViolet) литографии на длине волны  $\lambda = 13.5$  nm в широкомасштабное промышленное производство до сих пор еще задерживается (см., например, [1]) из-за недостаточной интенсивности рабочего излучения и большого потока загрязнений из лазерно-плазменного источника с мишенью из твердого олова.

В поисках выхода из создавшейся ситуации недавно была выдвинута идея о переводе EUV-литографии на длину волны  $\lambda = 11.2$  nm с использованием в источнике излучения Хе газовой мишени [2]. Этот тип источника был впервые предложен для EUV-литографии с  $\lambda = 13.5$  nm еще в 90-х годах [3,4], однако мощность его излучения была слишком низка, и от него пришлось отказаться. По оценкам авторов [2] предложенная ими идея может иметь надежду на успех, если в спектре излучения ксенона интенсивность на  $\lambda = 11.2$  nm будет превосходить в 4–5 и более раз интенсивность на  $\lambda = 13.5$  nm.

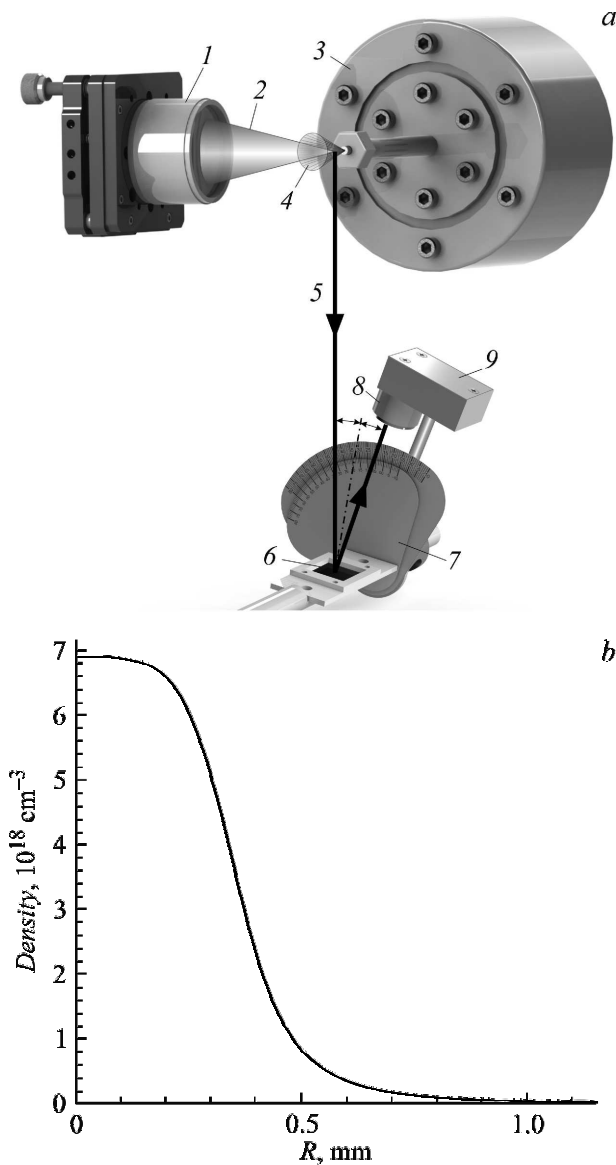
Приблизительно такое соотношение ожидается в соответствии со значениями статистического веса возбужденных энергетических уровней иона Хе<sup>+10</sup>, который в основном является ответственным за излучение Хе плазмы на этих двух длинах волн. Спектры разреженных плазм с дискретными линиями, в общем, также подтверждают эти ожидания (см., например, [5]). В плотных же плазмах из-за сильного взаимодействия заряженных частиц друг с другом конфигурация уровней искажена, а взаимодействие с излучением сильно влияет на кинетику их заполнения. В работах [6–8] было показано,

что спектры плотной Хе плазмы представляют собой широкий непрерывный пик в диапазоне длин волн  $\lambda = 10–14$  nm, форма которого зависит от экспериментальных условий, а дискретные линии не наблюдаются. К тому же в этих спектрах всегда присутствует пьедестал рассеянного света неопределенной высоты, в результате чего по ним можно судить лишь о нижнем пределе отношения интенсивностей на двух длинах волн  $I_{11.2}/I_{13.5}$ .

До недавних пор литография на  $\lambda = 11.2$  nm считалась невозможной из-за отсутствия эффективных интерференционных зеркал на эту длину волны. Но к настоящему времени в ИФМ РАН уже созданы первые в мире образцы Mo/Be-зеркал, пригодных для работы на  $\lambda = 11.2$  nm [9]. Целью настоящей работы является выполнение с помощью поворотных Mo/Be и Si/Mo интерференционных зеркал абсолютно калиброванных измерений интенсивности излучения плотной Хе лазерной плазмы на длинах волн в диапазоне 11–14 nm.

### Описание эксперимента

Схема эксперимента изображена на рис. 1, а. Общее описание установки, на которой выполнялись измерения, приводится в ранее опубликованных работах (например, [10]). Лазерная искра возбуждалась в истекающей из сопла Лавала сверхзвуковой струе Хе сфокусированным лучом Nd:YAG-лазера с длиной волны  $\lambda = 1.064$  μm и длительностью импульса  $\tau \approx 15$  ns. Доводимая до плазмы энергия импульса составляла  $E_{las} = 1–1.2$  J. Фокус луча устанавливался на оси струи на расстоянии  $\Delta X = 1$  mm от выходного отверстия сопла.

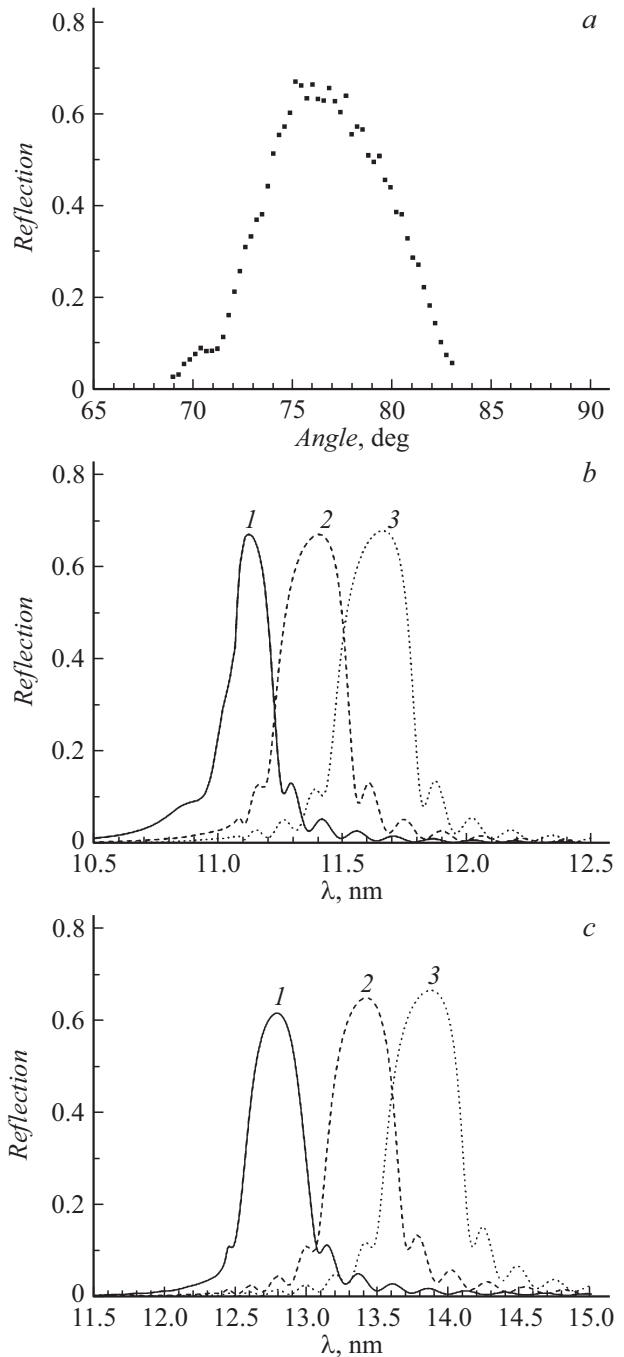


**Рис. 1.** *a* — схема расположения экспериментальной аппаратуры: 1 — фокусирующий объектив, 2 — лазерный луч, 3 — генератор сверхзвуковой струи Xe, обозначенной цифрой 4, 5 — луч наблюдения, вдоль которого распространяется EUV-излучение плазмы, *b* — интерференционное зеркало, 7 — две шкалы отсчета углов падения и отражения, 8 — спектральный Si/Mo фильтр в держателе; 9 — Si фотодиодный датчик с предусилителем в экранирующем корпусе; *b* — радиальное распределение атомарной плотности в газовой струе-мишени на расстоянии  $\Delta X = 1$  mm от выходного отверстия сопла.

ла. Газовые условия в струе-мишени в месте расположения фокуса выводились из результатов численного газодинамического моделирования, описанного в [10,11]. Все эксперименты в настоящей работе были выполнены при одном и том же давлении Xe перед входом в сопло —  $P_0 = 13$  atm. На рис. 1, *b* представлено радиальное распределение концентрации атомов Xe для

указанных  $\Delta X$  и  $P_0$ , из которого видно, что на оси, т.е. в месте создания плазмы, атомарная/ионная плотность составляет  $n \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

EUV-излучение плазмы падало на интерференционное зеркало, после отражения проходило через Si/Mo многослойный спектральный фильтр, подавляющий длинно-



**Рис. 2.** *a* — измеренная угловая диаграмма отражения Mo/Be зеркала для излучения с длиной волны  $\lambda = 11.4$  nm; *b* — расчетные спектральные характеристики отражения для Mo/Be зеркала при углах падения/отражения: 1 — 70°, 2 — 76°, 3 — 84°; *c* — расчетные спектральные характеристики отражения для Si/Mo зеркала при углах: 1 — 66°, 2 — 74°, 3 — 84°.

волновую часть спектра, и попадало на входное окно поверхностно-барьерного Si фотодиода [12,13]. Фотодиод был смонтирован на одной плате с предусилителем, выходной сигнал которого регистрировался осциллографом. Юстировочно-поворотное устройство, на котором закреплялось зеркало и датчик, позволяло порознь регулировать угол падения излучения на зеркало и угол, под которым принимается отраженное излучение, так, чтобы угол падения был равен углу отражения. При изменении угла падения/отражения,  $\alpha$ , длина волны принимаемого датчиком излучения изменяется в соответствии с законом Вульфа–Брэггов:  $\lambda = 2d \sin \alpha$ , где  $d$  — период зеркала (суммарная толщина пары слоев из разных материалов), позволяя производить спектральный анализ излучения.

Использованное в измерениях Mo/Be зеркало имело 70 пар слоев при толщине пары  $d_{Mo/Be} = 5.9 \text{ nm}$ , из которой 40% приходилось на молибден, а 60% — на бериллий. Измеренная в ИФМ его угловая диаграмма отражения на длине волны  $\lambda = 11.4 \text{ nm}$  показана на рис. 2, а. Si/Mo зеркало имело 50 пар слоев,  $d_{Si/Mo} = 7.1 \text{ nm}$ , и толщина слоя кремния составляла 57% периода зеркала. Спектральные характеристики отражения для набора фиксированных значений углов рассчитывались с помощью онлайн-вычислительного ресурса Центра рентгеновской оптики (CXRO) лаб. им. Э. Лоуренса в Беркли [14]. Примеры таких характеристик для обоих зеркал показаны на рис. 2, b и c. Ширина полосы отражения зеркал для заданного угла определяет спектральное разрешение приемной аппаратуры, включающей в себя эти зеркала. Диапазоны допустимых углов (и соответственно длин волн), в пределах которых можно проводить спектральные измерения с помощью зеркал, составляют  $\alpha = 70\text{--}84^\circ$  для Mo/Be зеркала ( $\lambda = 11.1\text{--}11.7 \text{ nm}$ ) и  $\alpha = 65\text{--}84^\circ$  для зеркала Si/Mo ( $\lambda = 12.6\text{--}13.9 \text{ nm}$ ). Максимальный угол ограничен габаритами фотодатчика, минимальный — краями поглощения Be или Si, входящих в состав зеркал ( $\lambda_{edgeBe} = 11.1 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{edgeSi} = 12.4 \text{ nm}$ ).

### Первичные результаты и их обработка

Измеренные сигналы EUV-излучения усреднялись по 15–30 импульсам. Относительный среднеквадратичный межимпульсный разброс сигналов составлял 3.5–4%. Поскольку осциллографическая форма сигналов воспроизводилась от импульса к импульсу с хорошей точностью, здесь и в дальнейшем под термином „EUV-сигнал“ понимается его амплитудное значение. Полученные с помощью обоих зеркал значения сигналов в функции от углов падения приводятся на рис. 3, а.

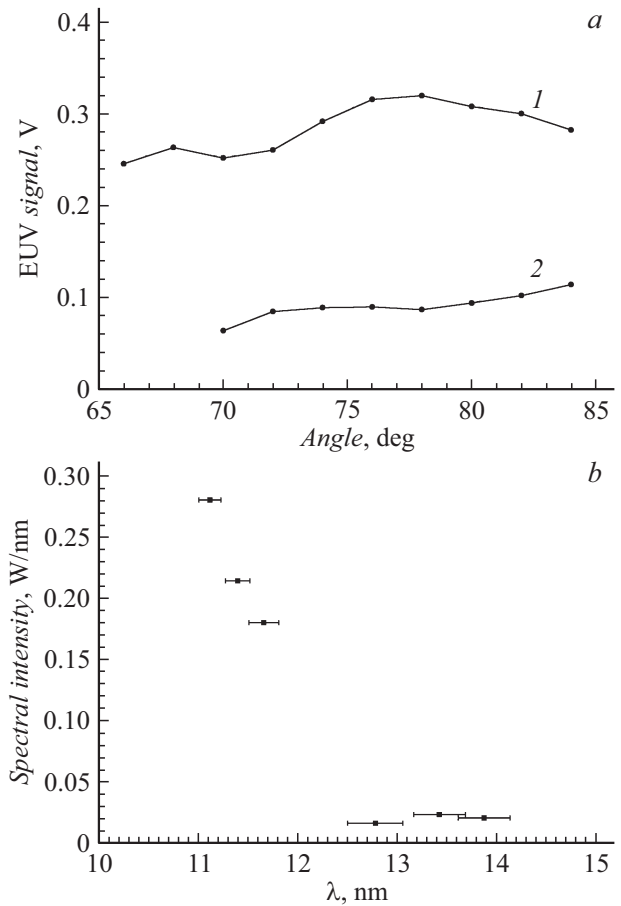
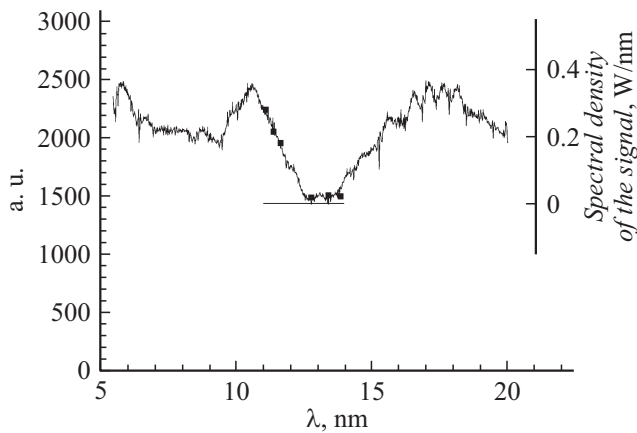


Рис. 3. а — результаты измерений интенсивности EUV-излучения плазмы: 1 — измерения с Si/Mo зеркалом, 2 — измерения с Mo/Be зеркалом; б — фрагменты спектра, выведенные из измеренных сигналов. Горизонтальные поля при точках описывают спектральное разрешение измерений (ширину полосы  $\Delta\lambda$ ).

Измеренный сигнал (в вольтах) есть

$$U(\alpha) = A \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_{\lambda}(\lambda)R(\lambda, \alpha)T(\lambda)S(\lambda)d\lambda, \quad (1)$$

где  $A = 3000 \text{ V/A}$  — коэффициент усиления предусилителя датчика,  $I_{\lambda}(\lambda) \text{ W/nm}$  — спектральная плотность мощности излучения, попадающего в окно измерительного прибора,  $R(\lambda, \alpha)$  — спектральная характеристика отражения зеркала при различных углах,  $T(\lambda)$  — пропускание Si/Mo спектрального фильтра,  $S(\lambda) \approx 0.225\text{--}0.255 \text{ A/W}$  — спектральная характеристика чувствительности Si поверхностно-барьерного фотодиода. Интегрирование мощности излучения по длинам волн в датчике, вообще говоря, происходит в широком диапазоне от инфракрасного света до рентгена. Для условий настоящего эксперимента считалось, что коротковолновая граница излучения плазмы  $\lambda_{\min} \geq 5 \text{ nm}$ , а длинноволновая ограничена спектральным фильтром —



**Рис. 4.** Спектр из работы [8] в относительных единицах (сплошная кривая) и наложенные на него результаты измерений с помощью зеркал из рис. 2, *b* (черные квадратные точки). Прямой горизонтальной линией в диапазоне 11–14 nm показан пьедестал рассеянного света, справа — абсолютная калибровка спектра для этого диапазона.

$\lambda_{\max} \leq 20$  nm. По отношению к искомой функции  $I_\lambda(\lambda)$  выражение (1) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с ядром  $R(\lambda, \alpha)$ .

Отмеченные во Введении особенности спектра излучения плотной Хе плазмы — ограниченный спектральный диапазон,  $\lambda = 10\text{--}14$  nm, непрерывность и отсутствие дискретных линий — позволяют сделать допущения, с помощью которых можно найти приближенное решение этого уравнения. Считалось, что при каждом значении угла  $\alpha$  спектральная характеристика отражения  $R(\lambda)$  ограничена некоторой полосой  $\Delta\lambda$  вокруг центральной длины волны с максимальным отражением,  $R_{\max}$ , ширина которой выбиралась так, чтобы пренебречь вкладом боковых лепестков кривой  $R(\lambda)$  от уровня  $0.2R_{\max}$  и ниже. Тогда площадь под кривой  $R(\lambda)$  в пределах полосы  $\Delta\lambda$  составляет 0.75–0.8 от полного значения интеграла  $\int R d\lambda$  по бесконечному интервалу длин волн. При таком определении  $\Delta\lambda$ , ее ширина (спектральное разрешение) оказывается малой — для всех допустимых углов ее значения попадают, как видно из рис. 2, в диапазон  $\Delta\lambda_{\text{Mo/Be}} = 3\text{--}3.5$  Å для Mo/Be зеркала, а для Si/Mo зеркала — в диапазон  $\Delta\lambda_{\text{Si/Mo}} = 5.5\text{--}6$  Å. В пределах этой полосы без заметного ущерба для точности значение  $I_\lambda$  можно принять постоянным, равным среднему по полосе:  $I_\lambda(\lambda) = \text{const} = \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}$ . Тогда, поскольку за пределами  $\Delta\lambda$  отражение  $R = 0$ , интегральное уравнение (1) сводится к простому алгебраическому относительно  $\langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}$ :

$$U(\alpha) = A \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda = A \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda} \text{Instr}(\alpha). \quad (2)$$

где  $\text{Instr}(\alpha) = \int_{\Delta\lambda} R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda$  — аппаратная функция системы регистрации. Чтобы избежать мно-

гозначности решения, из всех показанных на рис. 3, *a* измеренных величин  $U(\alpha)$  было отобрано по три значения для каждого из зеркал так, чтобы соответствующие им полосы  $\Delta\lambda$  не перекрывались. Вычисленные с помощью (2) значения  $I_\lambda(\lambda)$  для двух диапазонов длин волн показаны на рис. 3, *b*. Кажется парадоксальным, что хотя измеренный EUV-сигнал в диапазоне 11–11.8 nm существенно ниже сигнала в диапазоне 12.5–14 nm, выведенные из них значения спектральной плотности мощности излучения находятся в обратном соотношении. Причиной являются особенности поглощения EUV-излучения Si/Mo спектральным фильтром: упомянутые диапазоны длин волн лежат по разные стороны от *L*-края поглощения Si, и, согласно сделанным в ИФМ измерениям, поглощение в коротковолновом диапазоне в 15–16 раз выше, чем в длинноволновом.

## Обсуждение и выводы

Ранее в ФТИ с помощью EUV-спектрографа была получена серия спектров Хе лазерной плазмы [8]. На рис. 4 представлено сопоставление показанных на рис. 3, *b* значений  $I_\lambda$  с одним из спектров, полученным при тех же экспериментальных условиях. При этом для спектра, взятого из работы [8], в диапазоне  $\lambda = 11\text{--}14$  nm была определена высота пьедестала таким образом, чтобы отношение интенсивностей на любых двух длинах волн из этого диапазона было бы равно отношению интенсивностей на тех же длинах волн, измеренных в настоящей работе. Видно хорошее совпадение форм спектров в [8] и в настоящей работе. Результатом проведенного сравнения является одновременно и верификация результатов настоящего исследования с помощью сведений о свечении Хе плазмы, полученных принципиально другим методом, и определение высоты пьедестала рассеянного света в спектрах из [8], и калибровка этих спектров в абсолютной мере.

Из рис. 3, *b* и 4 видно, что интенсивности излучения плотной Хе плазмы в среднем по каждому из двух диапазонов  $\lambda = 11\text{--}11.8$  и 12.5–14 nm отличаются примерно в 6–7 раз. Но важное для литографии отношение интенсивностей в узких полосах вокруг длин волн  $\lambda = 11.2$  и 13.5 nm еще выше — оно равно 10–11, что обещает благоприятные перспективы для перехода EUV-литографии на  $\lambda = 11.2$  nm.

## Список литературы

- [1] Levinson H.J. // 2016 Int. Workshop on EUV Lithography. CXRO, LBNL, Berkeley, CA, USA. June 13–16, 2016. P. 1. <https://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf>
- [2] Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. // AIP Advances. 2013. Vol. 3. P. 082130.
- [3] Fiedorowicz H. et al. // X-ray Optics and Microanalysis. IOP Publ., Bristol, UK. 1992. P. 515.
- [4] Fiedorowicz H. et al. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. P. 2278.

- [5] *Kramida A. et al.* // NIST Atomic Spectra Database in <<http://physics.nist.gov/asd>> (2017, Sept 8). NIST, Gaithersburg, MD, USA.
- [6] *Stamm U., Gäbel K.* // In: EUV Sources for Lithography. V. Bakshi, ed.. SPIE Press, Bellingham, WA, USA. 2006. Chapter 19.
- [7] *O'Sullivan G.* // 2011 Int. Workshop on EUV Lithography. Maui, Hawaii. June 13–17, 2011. P. 2.  
<http://www.euvlitho.com/2011/P2.pdf>
- [8] *Белик В.П., Калмыков С.Г., Можаров А.М., Петренко М.В., Сасин М.Э.* // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 22. С. 10.
- [9] *Bogachev S.A. et al.* // Appl. Optics. 2016. Vol. 55. N 9. P. 2126.
- [10] *Garbaruk A.V. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 50. P. 025201.
- [11] *Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 20.
- [12] *Aruev P.N. et al.* // Nucl. Instr. Method. Phys. Res. A. 2009. Vol. 603. P. 58.
- [13] *Nikolenko A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2014. Vol. 78. P. 1388.
- [14] *Henke B.L. et al.* // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1993. Vol. 54. N 2. P. 181–342.  
[http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)