

04

Особенности экспериментальных спектров лазерной плазмы с плотной Хе газоструйной мишенью в дальнем ультрафиолетовом диапазоне

© В.П. Белик¹, С.Г. Калмыков^{1,¶}, А.М. Можаров², М.В. Петренко¹, М.Э. Сасин¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет РАН

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

Поступило в Редакцию 7 июля 2017 г.

Описываются спектры свечения в диапазоне длин волн 5–25 nm лазерной плазмы, создаваемой на газовой струе из Хе и смеси Хе + Ar с плотностью атомов до $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. В спектрах Хе отсутствуют дискретные спектральные линии, но в полосе 9–14 nm наблюдается широкий непрерывный пик излучения, максимум которого при вариациях условий эксперимента обнаруживает закономерное смещение по шкале длин волн, которое приписывается соответствующему изменению температуры плазмы. Другой особенностью является лишь незначительное уменьшение интенсивности свечения Хе при сильном разбавлении мишени аргоном.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45255.16957

Современная литография EUV (Extreme UltraViolet) с рабочей длиной волны $\lambda = 13.5 \text{ nm}$ до сих пор еще не вышла на уровень широкомасштабной промышленной технологии (см., например, [1]) из-за недостаточной интенсивности рабочего излучения и сильного потока загрязнений из лазерно-плазменного источника с мишенью из твердого Sn.

В работе [2] высказана идея EUV-литографии на длине волны $\lambda = 11.2 \text{ nm}$ с использованием в источнике излучения Хе газовой мишени. Этот тип источника для литографии на длине волны $\lambda = 13.5 \text{ nm}$ предлагался еще в 90-х годах [3,4], однако от него отказались из-за

низкой мощности его излучения. Упомянутое предложение базируется на ожиданиях, что интенсивность излучения такого источника вблизи $\lambda = 11.2 \text{ nm}$ будет в 4–5 раз выше, чем для $\lambda = 13.5 \text{ nm}$. При этом по мощности EUV-луча Хе источник, как минимум, не будет уступать источнику на основе Sn, превосходя последний по „чистоте“ и инженерной простоте. Ранее литография на длине волны $\lambda = 11.2 \text{ nm}$ считалась невозможной из-за отсутствия зеркал для этой длины волны, но сейчас первые в мире образцы Mo/Be-зеркал, пригодных для работы на $\lambda = 11.2 \text{ nm}$, уже созданы [5].

В Хе плазме ответственным за излучение на двух указанных длинах волн является в основном ион Хе XI с основным состоянием $4p^6 4d^8$. В нем переходы $4f - 4d$ порождают излучение с длинами волн вблизи $\lambda = 11.2 \text{ nm}$, а переходы $5p - 4d$ — излучение с $\lambda = 13.5 \text{ nm}$. Статистический вес уровней $4f$ существенно выше, чем вес уровней $5p$; на этом и основаны ожидания более высокой интенсивности излучения с $\lambda = 11.2 \text{ nm}$. Спектры разреженной плазмы с дискретными линиями подтверждают это суждение (см., например, [6]). В плотной же плазме из-за сильного взаимодействия заряженных частиц друг с другом и с излучением форма спектра существенно иная, причем и вид спектра, и интенсивность излучения должны зависеть от экспериментальных условий, которые не описываются в тех немногочисленных публикациях, где спектры такой плазмы представлены [7,8].

Таким образом, для дальнейшего развития EUV-литографии появляется потребность в базе данных спектров излучения Хе лазерной плазмы в широком диапазоне экспериментальных условий. Настоящая работа представляет собой попытку создания такой базы.

Экспериментальная установка описана в ранее опубликованных работах (например, [9]). Лазерная искра возбуждалась в истекающей из сопла Лавалья микроструе Хе сфокусированным лучом Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ и длительностью импульса $\tau \approx 15 \text{ ns}$). Предполагалось, что геометрия наиболее горячей, излучающей в EUV-диапазоне области плазмы соответствует геометрии каустической поверхности, т.е. диаметр плазмы $d_{pl} \leq 100 \mu\text{m}$, а длина $l_{pl} = 250 - 300 \mu\text{m}$. Спектры регистрировались разработанным в ФТИ компактным спектрографом [10] со спектральным разрешением не хуже 1 \AA .

Измерения спектров были выполнены в диапазоне плотностей газоструйной мишени от $n = 8 \cdot 10^{17}$ до $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при энергиях

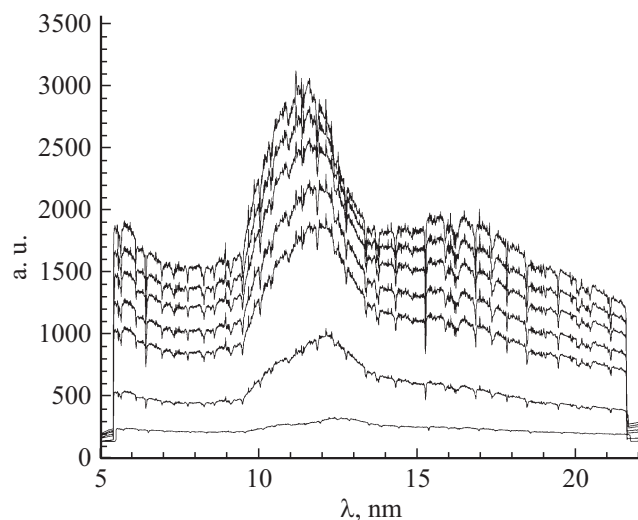


Рис. 1. Зависимость спектров Хе плазмы от плотности мишени. Концентрация ионов в плазме снизу вверх (в единицах 10^{18} cm^{-3}): $n_i = 0.84$ (давление перед соплом $P_0 = 2 \text{ atm}$); 1.7 ($P_0 = 4 \text{ atm}$); 2.65 ($P_0 = 6 \text{ atm}$); 3.12 ($P_0 = 7 \text{ atm}$); 3.59 ($P_0 = 8 \text{ atm}$); 4.07 ($P_0 = 9 \text{ atm}$); 4.56 ($P_0 = 10 \text{ atm}$). Точка фокуса и соответственно положение плазмы смещены от оси струи перпендикулярно ей по направлению к наблюдателю на половину радиуса выходного отверстия сопла: $\Delta R \approx 0.5R_{ex}$. Энергия лазерного импульса $E_{las} = 0.96 \text{ J}$.

лазерного импульса $E_{las} = 0.37, 0.7$ и 0.96 J для плазмы из чистого Хе, и для плазмы из смеси Хе + Аг. Плотность мишени выводилась из результатов численного газодинамического моделирования [9,11], причем параметрами являлись давление газа в резервуаре перед соплом P_0 и геометрия расположения фокуса по отношению к соплу и струе. Все обсуждаемые ниже спектры были зарегистрированы в условиях, когда плазма возбуждалась на расстоянии $\Delta = 1 \text{ mm}$ от выхода из сопла, при этом можно достичь наивысшей возможной в наших условиях плотности мишени.

На рис. 1–3 приводятся некоторые из полученных спектров свечения лазерной плазмы. В них обращает на себя внимание высокий (и неопределенный) пьедестал рассеянного света, вследствие чего

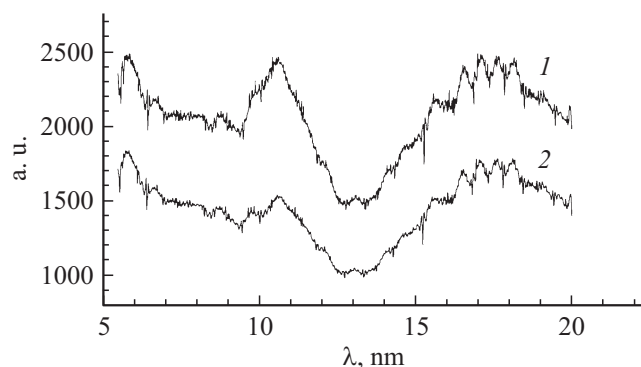


Рис. 2. Спектры Хе плазмы для ионной плотности $n_i = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($P_0 = 13 \text{ atm}$) с энергиями лазерного импульса: $E_{las} = 0.96$ (1) и 0.7 J (2). Точка фокуса (и положение плазмы) расположена на оси струи.

какие-либо количественные заключения не представляются возможными. Тем не менее видно, что дискретные линии не наблюдаются, а излучение Хе представлено в основном широким континуальным максимумом, лежащим в полосе длин волн $\lambda = 9\text{--}14 \text{ nm}$. В указанных выше работах [7,8] на это явление уже обращалось внимание. Основная его причина довольно очевидна: из-за высокой плотности плазмы характер ее излучения начинает приближаться к излучению черного тела (ЧТ). Проведенное в рамках настоящей работы численное моделирование (был использован онлайн-код FLYCHK [12]) Хе плазмы с плотностью $n_i = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и температурами в диапазоне $T = 20\text{--}40 \text{ eV}$ показывает, что при этих параметрах излучение плазмы в полосе $\lambda = 9\text{--}14 \text{ nm}$ обладает рядом черт, характерных для ЧТ: его интегральная мощность всего в ~ 2.5 раза меньше, чем мощность планковского излучения, и пропорциональна четвертой степени температуры ($\sim T^4$), и на длинах волн $\lambda = 11\text{--}12.5 \text{ nm}$ оптическая толщина такой плазмы $\tau \geq 1$ даже при геометрической толщине плазменного слоя всего $100 \mu\text{m}$.

Максимумы в спектрах на рис. 1 демонстрируют закономерное смещение в коротковолновую сторону с увеличением плотности мишени: при изменении от $n_i = 8.4 \cdot 10^{17}$ до $4.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ длина волны

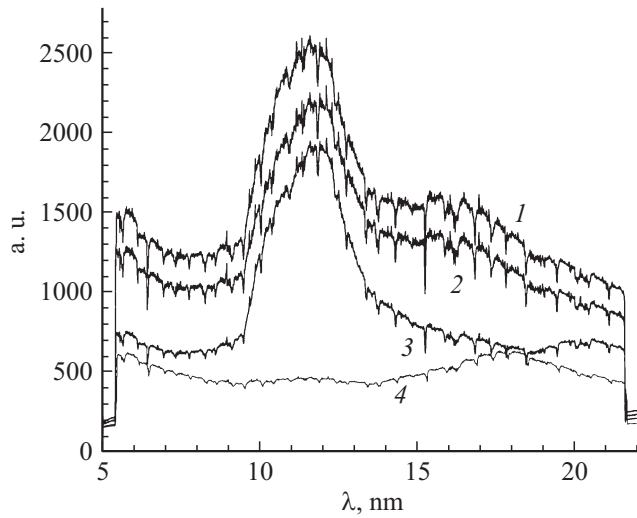


Рис. 3. Спектры плазмы из смеси Ag + Xe и чистых газов (для сравнения). 1 и 2 — Xe плазма при атомарных концентрациях (в единицах 10^{18} cm^{-3}) $n_i = 3.59$ ($P_0 = 8 \text{ atm}$) и 3.12 ($P_0 = 7 \text{ atm}$) соответственно; 3 — плазма из смеси Ag + Xe ($P_0 = 7 \text{ atm Ag} + 1 \text{ atm Xe} = 8 \text{ atm}$). 4 — плазма из чистого Ag ($P_0 = 10 \text{ atm}$). Точка фокуса и положение плазмы смещены по направлению к наблюдателю: $\Delta R \approx 0.5R_{ex}$. $E_{las} = 0.96 \text{ J}$.

максимума уменьшается от $\lambda_{\max} = 13.35$ до 12.2 nm . Если предположить, что наблюдаемое положение максимума излучения на шкале длин волн связано с температурой плазмы и описывается законом Вина: $\lambda_{\max} = b/T$ ($b = \text{const} = 440.4 \text{ nm} \cdot \text{eV}$), T — в eV), то указанному перемещению максимума соответствует увеличение температуры от $T = 33$ до 36 eV . Этот рост температуры с плотностью имеет простое объяснение: столкновительное поглощение энергии лазерного излучения плазмой пропорционально квадрату числа частиц в единице объема ($n_e n_i = Zn_i^2$), поэтому поглощаемая на одну частицу мощность растет с плотностью плазмы.

Спектры на рис. 2 получены при наивысшей в наших опытах плотности, $n_i = 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ для двух разных энергий лазерного импульса.

Положения их максимумов почти совпадают — $\lambda_{\max} \approx 10.5 \text{ nm}$ — и соответствуют температуре $T \approx 42 \text{ eV}$.

На рис. 3 показана еще одна группа спектров. Она демонстрирует влияние разбавления ксенона в мишени аргоном. Результат парадоксален: при восьмикратном разбавлении Хе интенсивность пика его свечения практически не меняется. Хотя степень разбавления определяется по давлениям газов перед соплом и соотношению атомарных концентраций в потоке точно неизвестно, полученный эффект очевиден и требует объяснения. Идея использования смеси $\text{Ar}+\text{Xe}$ была предложена впервые в работе [13] для источника EUV-излучения на основе электродного плазменного фокуса. По мнению ее авторов, добавка Ar должна усиливать излучение Хе на длине волны $\lambda = 11.2 \text{ nm}$ и подавлять излучение с $\lambda = 13.5 \text{ nm}$ из-за специфической эволюции оптической толщины плазмы при разбавлении.

Наши оценки показывают, однако, что важную роль должно играть фотоионизационное поглощение EUV-излучения в окружающем горячее ядро низкоионизованном и нейтральном Хе. Выполненные по методике, описанной в [11], вычисления показывают, что при наивысшей плотности мишени, когда $P_0 = 13 \text{ atm}$ и плазма располагается на оси струи (этот случай представлен на рис. 2), более 99% испускаемого ядром EUV-излучения поглощается в периферическом газе и не доходит до наблюдателя. В случаях, показанных на рис. 1 и 3, когда плотность Хе ниже, а плазма смещена на половину радиуса выходного отверстия по направлению к наблюдателю, доля поглощенного излучения составляет 70–80%. Ar же в отличие от Хе практически не поглощает EUV-излучение (сечение фотоионизации у Ar в интересующей нас полосе длин волн в 10–20 раз ниже, чем у Хе). Поэтому разбавление ксенона аргоном, конечно, приведет (в случае прозрачной плазмы) к уменьшению интенсивности EUV-излучения Хе, пропорциональному уменьшению концентрации излучающих ионов (популяция электронов при этом поддерживается ионами Ar), но увеличение прозрачности периферического газа из-за того же самого разбавления вполне способно компенсировать это уменьшение.

Роль периферического поглощения прослеживается, по-видимому, и в серии спектров на рис. 1. Поскольку в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы EUV-излучение порождается в основном при парных электрон-ионных столкновениях, его интенсивность должна быть пропорциональна квадрату плотности, чего в спектрах не наблюдается

при любых предположениях о высоте пьедестала рассеянного света. Причина этого не только в увеличении с плотностью оптической толщины горячего ядра плазмы, но и в уже обсуждавшемся выше сильном ионизационном поглощении в периферическом Хе.

Итак, получено большое количество спектров плотной лазерной плазмы из Хе и смеси Хе+Аг для разных экспериментальных режимов. Видно, что во всех случаях излучение Хе представлено широким континуальным пиком, лежащим в полосе длин волн $\lambda = 9-14$ nm. Есть основания полагать, что это обусловлено переходом в такой плазме к ЧТ-типу излучения, что позволяет оценить ее температуру по положению максимума спектра: она находится в диапазоне $T = 33-42$ eV, возрастая по мере увеличения плотности мишени. Смещение максимума в зависимости от условий означает, что соотношение интенсивностей излучения при различных длинах волн, в частности отношение $I_{11.2\text{ nm}}/I_{13.5\text{ nm}}$, не является постоянной характеристикой лазерной плазмы из Хе, оно будет разным для различных режимов. Высокий пьедестал рассеянного света в полученных спектрах делает невозможным количественные заключения о соотношении интенсивностей: чтобы их получить, необходимы абсолютно калиброванные измерения для избранных участков спектра. Дополнительно продемонстрирована роль фотоионизационного поглощения EUV-излучения на периферии плазмы. Регистрируемая наблюдателем EUV-мощность существенно ниже той, которая излучается ядром плазмы, и имеет иные функциональные зависимости от параметров, чем это предсказывается для однородной плазмы без поглощающей периферической оболочки.

Список литературы

- [1] *Levinson H.J.* // 2016 Int. Workshop on EUV lithography, CXRO, LBNL, Berkeley (USA), 2016. P. 1; <https://www.euvlitho.com/2016/P1.pdf>
- [2] *Chkhalo N.I., Salashchenko N.N.* // AIP Adv. 2013. V. 3. P. 082130.
- [3] *Fiedorowicz H. et al.* // X-ray optics and microanalysis, Bristol: IOP Publ., 1992. P. 515.
- [4] *Fiedorowicz H. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 2278.
- [5] *Bogachev S.A. et al.* // Appl. Opt. 2016. V. 55. P. 2126.
- [6] *Kramida A. et al.* NIST Atomic Spectra Database. NIST, Gaithersburg, 2014; <http://physics.nist.gov/asd>

-
- [7] *Stamm U., Gäbel K.* // EUV sources for lithography/Ed. Bellingham (USA): / Ed. SPIE Press, 2006. Ch. 19.
- [8] *O'Sullivan G.* // 2011 Int. Workshop on EUV lithography, Maui, Hawaii, 2011. P. 2; <http://www.euvlitho.com/2011/P2.pdf>.
- [9] *Garbaruk A.V.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 025201.
- [10] *Белик В.П.* и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 21. С. 102.
- [11] *Гарбарук А.В.* и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.
- [12] *Chung H.-K.* et al. // High Energy Density Phys. 2005. V. 1. P. 3.
- [13] *Bergmann K.* et al. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 073309.