

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Центр физики наногетероструктур

Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур

Буторина Павла Сергеевича

Научный доклад

Источник рабочего излучения с длиной волны около 11 нм для новой ветви EUV литографии – физические основы выбора оптимальных режимов и методы оптимизации

Специальность: 1.3.6 – Оптика

Санкт-Петербург

2023 г.

Научный руководитель: Калмыков Сергей Георгиевич

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник лаборатории квантоворазмерных
гетероструктур

ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензент: Белик Виктор Петрович

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник лаборатории физики атомных столкновений

ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Рецензент: Можаров Алексей Михайлович

кандидат физико-математических наук,

научный сотрудник лаборатории возобновляемых источников энергии

Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический
университет

Содержание

Общая характеристика работы.....	4
Введение	4
Цель научного исследования	7
Задачи научного исследования.....	7
Научная новизна и практическая значимость работы.....	7
Апробация работы	8
Основное содержание работы.....	9
Глава 1. Определение спектрального состава излучения плотной Хе лазерной плазмы в EUV диапазоне	9
Глава 2. Измерение интенсивностиEUV излучения Хе плазмы и поглощения в ней энергии лазерного пучка при различной геометрии облучения мишени лазером	14
Глава 3. Оценка параметров лазерной плазмы на основании данных о поглощении в ней энергии лазерного импульса.....	20
Заключение.....	26
Список публикаций автора по теме работы.....	27
Список литературы	28

Общая характеристика работы

Введение

В настоящее время большинство прикладных и фундаментальных научных исследований так или иначе связано с компьютерными вычислениями. Компьютеры и суперкомпьютеры стали мощнейшим инструментом науки, а вопрос о скорости компьютерных вычислений с каждым годом становится всё актуальнее. Этот вопрос в конечном счёте можно свести к вопросу о нормах техпроцессов при производстве процессоров (микросхем), которые сейчас составляют 10-14 нм [1].

Производятся такие микросхемы до сих пор посредством фотолитографии на длине волны 193 нм, с применением различных технологических ухищрений (иммерсия, многократное экспонирование, нелинейные фоторезисты и т.д.). В результате усложняется и многократно возрастает количество экспозиций каждого топологического слоя, которых в современных микросхемах от 8 до 12. К примеру, для производства с разрешением 28 нм время производства одной партии из 25 пластин занимает около 40 дней [2], что сильно увеличивает стоимость конечного продукта.

Такое замедление и удорожание литографического процесса привело к логичному переходу к более коротким рабочим длинам волн, $\lambda = 10-15$ нм. Процесс производства микросхем с помощью такого коротковолнового излучения был назван EUV литографией, и позиционировался как наиболее перспективный «преемник» фотолитографического процесса.

Однако, энергия квантов такого излучения превышает энергию ионизации любых атомов и молекул, а значит такое излучение испытывает фотоионизационное поглощение во всех средах (линзовая оптика не применима). С другой стороны, сильно ограничен и выбор источника такого коротковолнового излучения, т.к. лазерных источников излучения на

длинах волн <100 нм не существует [3]. Таким образом, для осуществления процесса EUV литографии, необходимо решить вопрос оптики будущего литографа, а также подобрать источник для указанного диапазона длин волн, который неизбежно будет использовать только тепловое излучение плазмы с высокой энтропией.

В настоящее время mainstream'ом всей отрасли является EUV литограф, оснащённый лазерно-плазменным источником (ЛПИ) с мишенью из микрокапель олова и оптической системой, состоящей из 5-6 пар Si/Mo брэгговских зеркал. Рабочая длина волны такого литографа, $\lambda = 13,5$ нм, определялась, в первую очередь, отражательной характеристикой коммерчески доступных зеркал (Si/Mo), а также излучательной способностью источника. Ранее, в 90-х г. прошлого века, группой Г. Федоровича был предложен другой вариант ЛПИ – с Хе сверхзвуковой газоструйной мишенью [4]. Однако, такой вариант источника был отвергнут из-за низкой эффективности преобразования энергии лазера в EUV - коэффициент конверсии, SE, оказался равным 0,5% [5], чего недостаточно для его применения. Для использования EUV литографов в широкомасштабном производстве, по оценкам исследователей из ASML, величина SE должна быть не меньше 5%.

Такой Sn-источник обладает рядом недостатков, сильно усложняющих и удорожающих широкомасштабное производство микросхем с его применением. Поток Sn кластеров из лазерной плазмы загрязняет оптику литографа; всё ещё недостаточна мощность такого ЛПИ. Таким образом, поиск и оптимизация “подходящего“ ЛПИ до сих пор являются первостепенными задачами EUV литографии.

С 2017 года в ФТИ им. А. Ф. Иоффе ведутся работы по созданию источника излучения $\lambda = 11,2$ нм с Хе газовой струей в качестве мишени. Идея создания такого источника была предложена ещё в 2013 году ИФМ РАН (Институтом Физики Микроструктур Российской Академии Наук) на основании начатой

ими деятельности по созданию Be-содержащих брэгговских зеркал эффективно отражающих в полосе вокруг $\lambda = 11,2$ нм, первые образцы которых были получены ФТИ в 2016 году.

Преимущества возврата к Хе-газоструйному источнику и перехода в нем к рабочей длине волны $\lambda = 11,2$ нм заключается в том, что такой источник является «чистым» (отсутствует загрязнение оптики материалом мишени), длина волны почти на 20% короче, а интенсивность рабочего излучения оказывается в несколько раз выше, чем для Хе ЛПИ с $\lambda = 13,5$ нм, и кажется достаточной для промышленного применения.

Согласно оценкам, сделанным в [6], если интенсивность излучения лазерно-плазменного источника с Хе газоструйной мишенью с $\lambda = 11,2$ нм была бы, по меньшей мере, в 5 раз выше, чем с $\lambda = 13,5$ нм, оптическая система литографа с 5 парами Mo/Be зеркал могла бы доставить ту же дозу излучения на резист, что и 13,5-нм система с Sn-источником.

Убежденность в том, что Хе-плазма излучает гораздо более интенсивно в 11-нм области, по сравнению с 13-нм, исходит из квантовых представлений. В соответствии с ними в ионах Xe^{+10} (и Xe^{+11}) с основным состоянием $4p^6 4d^8$ ($4p^6 4d^7$), которые в основном отвечают за излучение на обсуждаемых длинах волн, переходы $4d-4f$ создают излучение с длиной волны 11,2 нм, тогда как излучение на 13,5 нм создают переходы $4d-5p$. Статистический вес первого из них в несколько раз больше, чем у последнего, что приводит к большей интенсивности излучения ионов Хе в полосе около 11 нм [7,8].

Увеличение интенсивности EUV излучения, а с ней и коэффициента конверсии, – одна из основных проблем современной EUV литографии. Для ее решения разрабатывают мощные лазеры; ведутся работы по созданию более эффективных брэгговских зеркал [9]; исследуются новые режимы облучения мишени лазером и т. д..

Цель научного исследования

Определить комплекс оптимизационных мер, необходимых для получения интенсивности излучения источника и его конверсионной эффективности, достаточных для широкомасштабного производства на литографе с рабочей длиной волны 11.2-11.4 нм. Достигнуть понимания происходящих в лазерной плазме процессов, которые являются физическим базисом предлагаемых мер.

Задачи научного исследования

- 1) Измерение абсолютно калиброванных ($\text{Вт}/(\text{нм} \cdot \text{стер})$) спектров излучения Хе лазерной плазмы в диапазоне длин волн 11-14 нм..
- 2) Одновременные измерения интенсивности EUV излучения из Хе плазмы и поглощения в ней лазерного излучения при различной геометрии облучения мишени (увеличение диаметра облучающего лазерного пучка с 46 мкм – острая фокусировка, до ≈ 400 мкм – расширенный пучок).
- 3) Определение коэффициента конверсии энергии лазера в EUV излучение для случаев острой фокусировки и широкого лазерного пучка.
- 4) Разработка методики расчёта основных параметров плазмы (температуры и среднего ионного заряда) на основании экспериментально полученных данных о поглощении.

Научная новизна и практическая значимость работы

Разработан метод многозеркальной Брэгговской спектрометрии лазерной плазмы, с помощью которого измерен абсолютно калиброванный спектр излучения плотной Хе плазмы в EUV диапазоне.

Впервые описана зависимость времени существования лазерной плазмы от диаметра лазерного луча, инициирующего плазменную искру.

Достигнута рекордная для лазерно-плазменного источника с Хе газоструйной мишенью конверсионная эффективность – $\text{CE} = 3.9\%$.

Продемонстрированы применения измерений поглощения лазерной энергии в плазме для целей экспериментальной диагностики внутренних параметров и структуры лазерной плазмы.

Впервые предложен метод определения среднего ионного заряда для короткоживущей неравновесной лазерной плазмы.

Апробация работы

Результаты, полученные при выполнении настоящей работы, были представлены на российских и международных конференциях:

- 1) Научный форум с международным участием «Неделя науки СПбПУ», Санкт-Петербург, Россия. Ноябрь, 2017 г.
- 2) 2018 International Source Workshop. Prague, Czech Republic, Nov., 2018
- 3) PhysicA.SPb 2018. Санкт-Петербург, Россия, Октябрь, 2018 г.
- 4) 2019 International Source Workshop. Amsterdam, The Netherlands, Nov., 2019
- 5) PhysicA.SPb 2020. Санкт-Петербург, Россия, Октябрь, 2020 г.

Проекты по материалам настоящей работы были представлены на конкурсах:

1. «Лучший доклад на секционном заседании» на форуме XLVI "Неделя науки СПбПУ" (2017 г.)
2. Победа в конкурсе грантов 2020 года для студентов вузов, расположенных на территории Санкт-Петербурга, аспирантов вузов, отраслевых и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга. Тема «Оптимизация лазерно-плазменного источника EUV излучения с Хе газоструйной мишенью для целей литографии. Анализ поглощения лазерной энергии в плазме.».
3. Победа в конкурсе «PhD Student» («Аспирант или молодой ученый без степени») на получение индивидуальных грантов для поддержки талантливых молодых ученых без степени (2023 год) фонда «БАЗИС». Тема: «Разработка динамической модели лазерной плазмы. Определение основных параметров плазмы на основании данных о поглощении в ней лазерного излучения.».

Основное содержание работы

Глава 1. Определение спектрального состава излучения плотной Хе лазерной плазмы в EUV диапазоне

1.1 Экспериментальная установка

На рисунке 1 приведена схема измерительной части установки, которая используется в ФТИ им. А. Ф. Иоффе для исследований излучательной способности Хе лазерной плазмы.

Во всех выполненных экспериментах генератором излучения являлся многомодовый Nd:YAG - лазер ($\lambda = 1.064$ мкм) с энергией импульса $E_{\text{las}} = 1-1.4$ Дж и длительностью $\tau_{\text{las}} \approx 10$ нс (FWHM — Full Width at Half Magnitude). На выходе из лазера диаметр луча составлял $\varnothing_{\text{las}} = 8-10$ мм, паспортная расходимость $\theta_{\text{las}} = 1.5$ мрад. После

выхода из лазера луч попадал в телескоп-расширитель, на выходе из которого диаметр луча увеличивался до $\varnothing_{\text{expand}} = 26-29$ мм, вызывая соответствующее уменьшение расходимости: $\theta_{\text{expand}} = 0.5$ мрад.

Расширенный пучок вводился в вакуумную камеру через окно и затем фокусировался на мишень с помощью специально разработанного безабберационного объектива с фокусным расстоянием $F_{\text{lens}} = 82$ мм. Мишенью служила импульсная осесимметричная Хе сверхзвуковая микроструя, вытекающая из сопла Лавалья (критический диаметр – 0,2 мм, выходной – 1,1 мм, длина – 13 мм) в вакуум. Оси струи (X) и лазерного

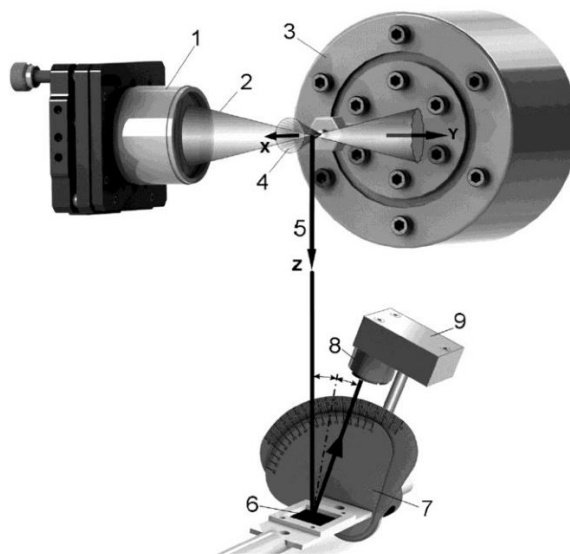


Рис.1. Схематическое изображение экспериментальной установки. 1 – ИК объектив, 2 – луч лазера, 3 – генератор Хе струи, 4 – газоструйная мишень, 5 – луч наблюдения, 6 – брэгговское зеркало в держателе, 7 – две шкалы углов падения/отражения, 8 – держатель Si/Mo спектральных фильтров, 9 – фотодиодный датчик EUV излучения с предусилителем в корпусе.

луча (Y) пересекались под прямым углом. Во всех описанных экспериментах точка пересечения располагалась на расстоянии 1 мм от среза сопла. Импульсы газа были синхронизированы с лазерными так, что последние индуцировались при установлении квазистационарного режима истечения струи. Распределения плотности Хе по радиусу и длине струи были рассчитаны для различных экспериментальных условий с помощью численного гидродинамического моделирования [10,11]. Распределение плотности вдоль оси лазерного луча (ось Y) в условиях настоящей работы показано на рис. 2. Фоновое давление остаточного газа в вакуумной камере обычно составляло $\approx 10^{-4}$ мм.рт.ст.. В области пересечения оси Y с осью газовой струи возникала плазменная искра.

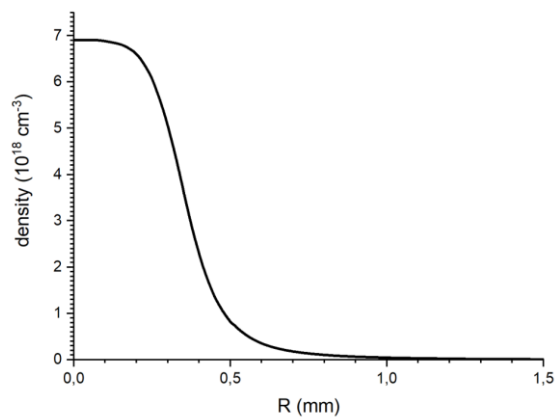


Рис. 2. Радиальное распределение концентрации атомов в струе мишени на расстоянии 1 мм от выхода из сопла и при давлении перед входом в сопло $P_0 = 13$ атм. $R = 0$ – точка пересечения с осью струи.

Измерение спектров EUV-излучения плазмы выполнялось с помощью приборов, расположенных на дне вакуумной камеры на расстоянии около 1 метра от искры. Анализирующая аппаратура включала в себя сменные интерференционные зеркала Si/Mo (число периодов $N=50$, толщина периода $d=7,1$ нм, отношение $d_{Si}/d = 0,57$) и Mo/Be ($N=70$, $d=5,9$ нм, $d_{Mo}/d=0,4$) с переменными углами падения/отражения, механизм для изменения и измерения углов, а также Si поверхностно-барьерный фотодиод с набором из двух Mo-Si спектральных фильтров для подавления длинноволновых спектральных составляющих излучения и снижения его интенсивности до уровня, адаптированного к чувствительности датчика.

1.2 Результаты измерений

Спектральный анализ ЭУФ-излучения плазмы проводился с использованием двух упомянутых выше интерференционных зеркал в их спектральных диапазонах: 11–11,8 нм для зеркала Mo/Be и 12,7–14 нм для зеркала Si/Mo. После отражения излучение проходило через Mo-Si спектральные фильтры и попадало на фотодиод. Сигналы фотодиодов усреднялись по 15–30 импульсам, при этом относительная среднеквадратичная межимпульсная дисперсия составляла 3,5–4%.

Амплитудные значения сигналов в зависимости от углов падения/отражения (угол α) показаны на рис. 4(A) для обоих зеркал. Внутри датчика мощность излучения интегрируется по всему диапазону длин волн от ИК (инфракрасного) до рентгеновского, поэтому измеренный сигнал $U(\alpha)$ (в вольтах) следует записать в виде:

$$U(\alpha) = A \int_0^{\infty} I_{\lambda}(\lambda) R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

где $A = 3000$ В/А — коэффициент усиления предусилителя, $I_{\lambda}(\lambda)$ Вт/нм — спектральная плотность мощности излучения, излучаемого плазмой в телесный угол окна детектора, $R(\lambda, \alpha)$ — спектральная угловая характеристика отражения зеркала (рис. 3(A)), $T(\lambda)$ — коэффициент пропускания спектрального фильтра (рис. 3(B)), $S(\lambda) \approx 0,225\text{--}0,255$ А/Вт — чувствительность фотодиода по всему диапазону длин волн.

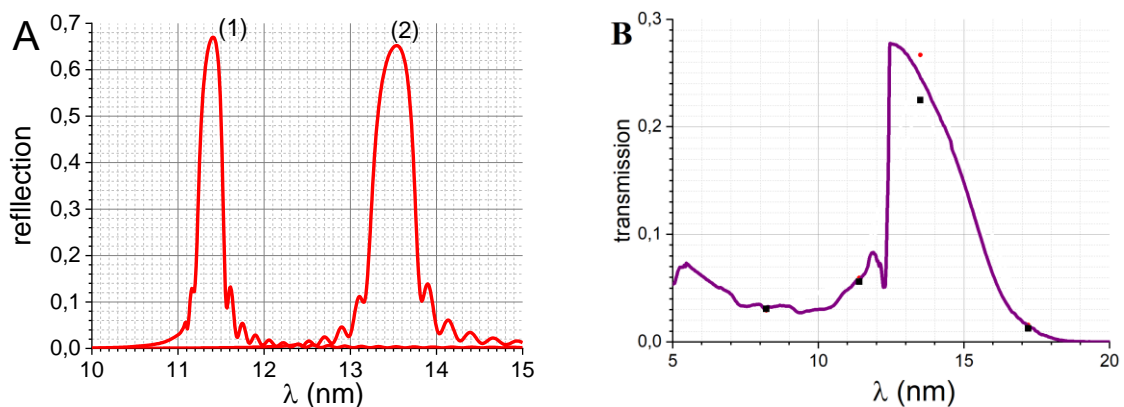


Рис. 3. (а) Расчетные спектральные характеристики интерференционных зеркал для некоторых угловых положений: (1) зеркало Mo/Be при 76° ; (2) Si/Mo под углом 76° . (б) Пропускание спектральных фильтров Mo-Si в зависимости от длины волны, точки — это измерения коэффициента пропускания для двух фильтров, сплошная линия — расчетная кривая.

Уравнение (1) представляет собой интегральное уравнение (типа Фредгольма) относительно неизвестной функции $I_\lambda(\lambda)$, ядром которого является $R(\lambda, \alpha)$. Здесь ядро и функция $U(\alpha)$ определены только при нескольких дискретных значениях их аргумента α (см. рис. 4(a)). Приближенное решение (1) получено в предположении, что при каждом фиксированном α неизвестная $I_\lambda(\lambda)$ постоянна в пределах ширины полосы отражения $\Delta\lambda$ (здесь взята при 20 % амплитуды отражения) и равна своему среднему по полосе $I_\lambda(\lambda) = \text{const.} = \langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}$, а коэффициент отражения $R(\lambda) = 0$ вне $\Delta\lambda$. Тогда интегральное уравнение (1) сводится к простому алгебраическому относительно неизвестной $\langle I_\lambda \rangle_{\Delta\lambda}$,

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

где $\text{Instr}(\alpha) = \int_{\Delta\lambda} R(\lambda, \alpha) T(\lambda) S(\lambda) d\lambda$ — инструментальная функция системы регистрации, а $\Delta\lambda$ играет роль спектрального разрешения измерения (относительное спектральное разрешение $\Delta\lambda/\lambda = 0,035$ для 11-нм диапазона и $\Delta\lambda/\lambda = 0,056$ для 13-нм диапазона).

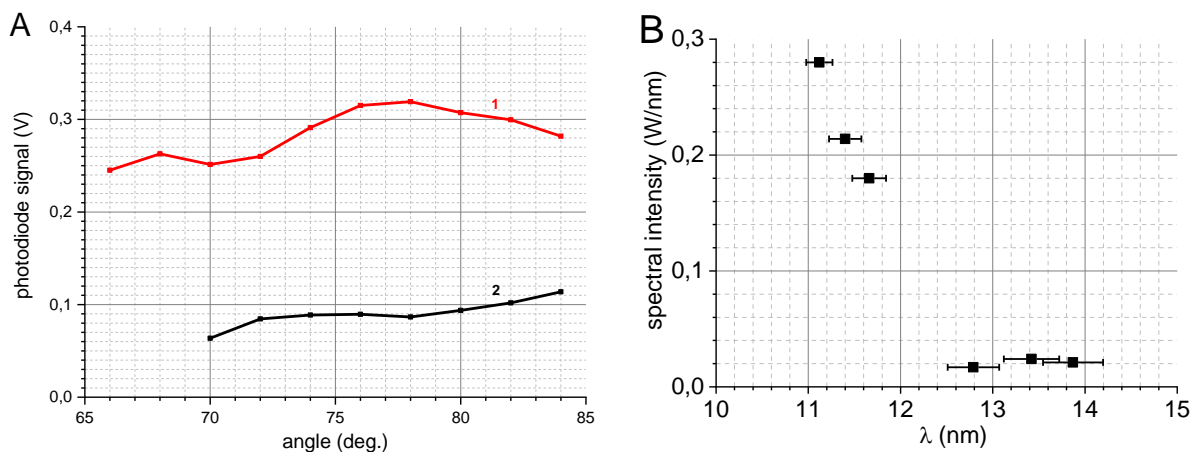


Рис. 4. Результаты спектральных измерений с использованием интерференционных зеркал. (А) — Первичные сигналы фотодиода (амплитуды) в зависимости от угла падения/отражения; (1) зеркало Si/Mo и (2) зеркало Mo/Wc. (В) — спектр, полученный из сигналов на рис. 4(А), с горизонтальными полосами, показывающими спектральное разрешение.

Восстановленный спектр показан на рис. 4(В). Для построения спектра было выбрано только три значения для каждого из зеркал из представленных на рис. 4(А), чтобы избежать перекрытия $\Delta\lambda$ -диапазонов. Сравнение спектра, полученного из «зеркальных измерений», со спектром, измеренным с помощью спектрографа с дифракционной решеткой при тех же экспериментальных условиях [15], показано на рис. 5. Наложение двух спектров демонстрирует их полное совпадение, что, во-первых, подтверждает

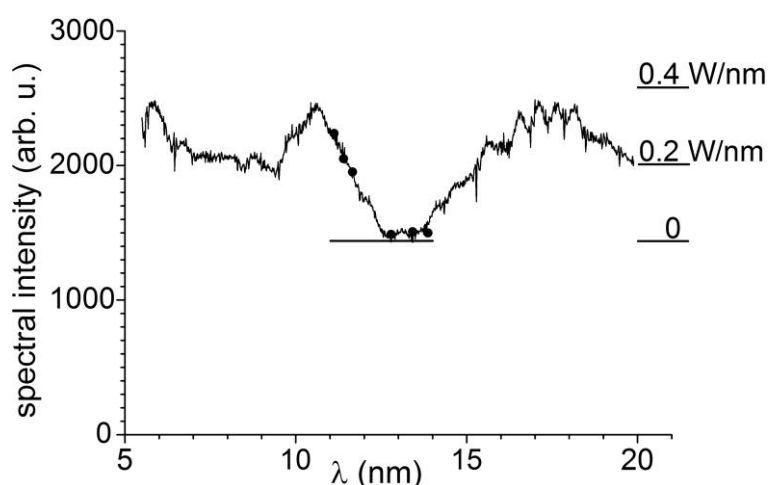


Рис. 5. Наложение спектров, полученных двумя разными методами. Сплошная линия — спектр, зарегистрированный спектрографом с дифракционной решеткой, не имеющим абсолютной калибровки (см. [1]). Черные круглые точки — «зеркальный» спектр. Пьедестал рассеянного света показан горизонтальной линией на ординате 1440 в пределах $\lambda = 11\text{--}14$ нм.

правильность спектра, полученного методом «брэгговской спектрометрии» и, во-вторых, позволяет определить пьедестал рассеянного света спектра, полученного с помощью спектрографа, тем самым калибруя его в абсолютных единицах.

Таким образом, с помощью двух брэгговских зеркал со смежными рабочими спектральными полосами удалось получить абсолютно калиброванный спектр излучения плотной Хе лазерной плазмы в полосе $\lambda = 11\text{--}15$ нм.

Видно, что при выбранных экспериментальных условиях интенсивность излучения при $\lambda = 11,2\text{--}11,4$ нм превышает интенсивность излучения при $\lambda \approx 13,5$ нм примерно в 10 раз, что сулит хорошие перспективы для 11-нм литографии.

Глава 2. Измерение интенсивности EUV излучения из Xe плазмы и поглощения в ней энергии лазерного пучка при различной геометрии облучения мишени лазером

В нескольких экспериментах по измерению величины EUV сигнала было обнаружено, что при удалении газоструйной мишени от фокуса вдоль оси луча сигнал датчика EUV излучения возрастает. Последующая работа была направлена на детальные исследования этого явления.

2.1 Зависимость EUV излучения из плазмы и поглощения в ней энергии лазерного импульса от геометрии облучения мишени

Измерения проводились на экспериментальной установке, которая была описана в Главе 1. В этих измерениях весь струйный генератор, включая сопло, был установлен на прецизионном позиционере, который позволял перемещать генератор от импульса к импульсу во всех трех координатах относительно фиксированного положения фокуса. В частности, при перемещении сопла вдоль оси лазерного луча (Y) расстояние между струей и фокусом изменялось, в результате чего менялся и диаметр луча, освещающего струю. На рис.6

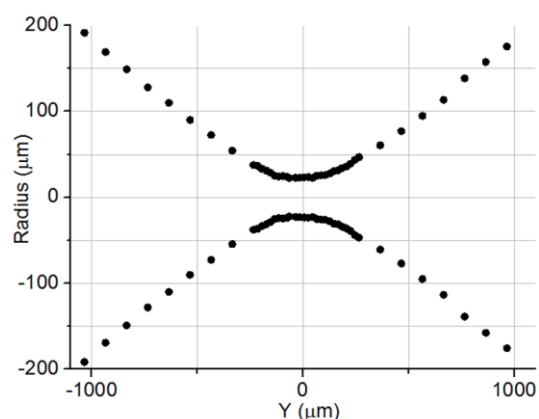


Рис. 6. Измеренная геометрия лазерного луча (\varnothing перетяжки = 46 мкм)

приведен вид каустической поверхности лазерного луча, измеренный с помощью ПЗС- датчика [a2].

Одновременно с измерениями интенсивности EUV-излучения плазмы на $\lambda = 11,4$ нм (с использованием Mo/Be зеркала) для разных диаметров лазерного пучка, были выполнены интегральные по времени измерения поглощения энергии лазерного импульса в плазме. Энергия импульса, которая оставалась непоглощенной после прохождения через плазму, E_{tr} , собиралась и направлялась на измеритель энергии лазера, расположенный вне камеры.

Измерялась также та энергия, E_0 , которая поступала к датчику в тех же условиях, но в отсутствие плазмы, то есть без струи. Разница между ними считалась энергией, поглощаемой плазмой, $E_{abs} = E_0 - E_{tr}$. Следовательно, можно было определить как прошедшую сквозь плазму, так и поглощенную доли от полной энергии импульса, E_{tr}/E_0 и E_{abs}/E_0 , соответственно.

Результаты измерений показали, что интенсивность EUV излучения лазерной искры в функции от положения мишени на оси луча имеет характерную двугорбую форму (Рис. 7). Причем интенсивность при острой фокусировке, когда мишень находится в фокусе, и диаметр луча составляет всего 46 мкм, оказывается наименьшей. Максимумы на этой кривой соответствуют положениям мишени на оси луча далеко от фокуса $-1.1-1.3$ 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. Такие же измерения были проведены для длины волны $\lambda = 13.5$ нм (Si/Mo зеркало) и продемонстрировали 10-кратное превышение интенсивности излучения в максимумах.

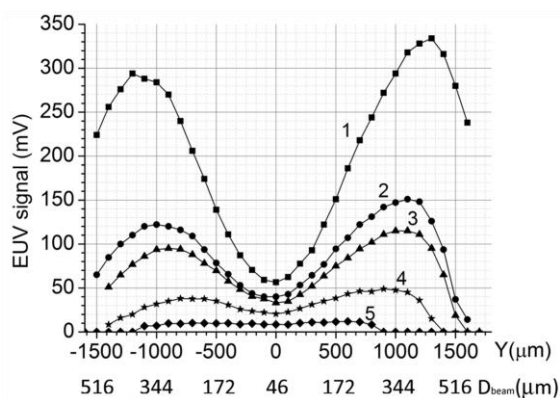


Рис. 7. Интенсивность излучения ($\lambda = 11.4$ нм) Хе плазмы в функции от расстояния (Y) между фокусом лазерного луча и перемещаемой вдоль оси луча газоструйной мишенью. $Y = 0$ – точка пересечения осей находится в фокусе. В сходящемся луче (со стороны лазера) $Y > 0$. D_{beam} – диаметр луча в месте нахождения мишени. Доводимая до плазмы энергия лазерного импульса $E_{las} = 1$ Дж – (1), 0.65 Дж – (2), 0.56 Дж – (3), 0.36 Дж – (4), 0.17 Дж – (5).

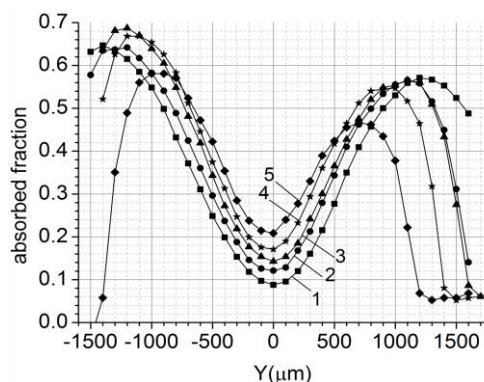


Рис. 8. Поглощенная в плазме доля лазерной энергии, E_{abs}/E_{las} , в функции от координаты Y . Обозначения (1) - (5) – те же, что и на Рис. 7. Антисимметрия "право-лево" по отношению к Рис. 7 объясняется рефракцией лазерного излучения в расходящемся луче ($Y < 0$) на градиенте плазмы, которая выводит часть излучения за пределы приемной апертуры, что воспринимается как поглощение.

Проведенные одновременно измерения поглощения лазерной энергии в плазме показали, что при перемещении струи вдоль луча кривая поглощения демонстрирует ту же двугорбую форму (Рис. 8)

Анализ совокупности описанных явлений показал, что находящаяся в облучаемой лазером зоне горячая плазма подвергается гидродинамическому расширению со звуковой скоростью, близкой к скорости теплового движения ионов, порождая в окружающей холодной среде ударную волну. Плотность плазмы в результате этого истечения за пределы лазерного луча падает с характерным временем, "временем жизни плазмы",

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_{pl}}} \quad (3)$$

где N — усредненная по объему плотность плазмы, N_0 — ее начальное значение, определяемое плотностью газа в мишени (см. рис.2), время изменяется в пределах длительности лазерного импульса, $0 < t < \tau_{las}$, а время жизни плазмы, τ_{pl} , определяется как отношение числа частиц внутри объема плазмы к плотности потока, истекающего через ее поверхность.

Потери энергии из плазмы, состоящей из многоэлектронных атомов, почти полностью обусловлены очень мощным механизмом излучения. Например, в обсуждаемых экспериментах время жизни энергии в плазме почти на три порядка меньше времени лазерного импульса. Ясно, что такая горячая плазма, сильно излучающая в EUV-диапазоне, может существовать только там, где она получает достаточный приток энергии извне; то есть там, где она освещается лазерным излучением. Поэтому радиус плазменного тела должен определяться внешней каустической поверхностью лазерного луча (см. рис. 6) в месте его пересечения с газоструйной мишенью. Длина плазмы L_{pl} принята примерно равной толщине плотной части газовой струи (рис. 2), $L_{pl} \approx 500$ мкм. При расчете τ_{pl} предполагалось, что плазма имеет цилиндрическую форму с радиусом R_{pl} и длиной L_{pl} . Тогда:

$$\tau_{pl} = \frac{N\pi R_{pl}^2 L_{pl}}{NV_s(2\pi R_{pl}L_{pl} + 2\pi R_{pl}^2)} = \frac{R_{pl}}{2V_s(1 + R_{pl}/L_{pl})} \quad (4)$$

где $V_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_i}}$ – скорость ионного звука, m_i – масса иона, а $\gamma = \frac{5}{3}$ – показатель адиабаты.

Из выражений 3 и 4 видно, что время жизни зависит от температуры и от размеров плазмы: оно практически пропорционально ее диаметру $\tau_{pl} \sim D_{pl} \approx D_{beam}$. Таким образом, чем больше диаметр лазерного луча, тем дольше существует созданная им плотная, поглощающая и эффективно излучающая плазма. Такая зависимость существует до тех пор, пока интенсивность лазерного излучения не окажется слишком низкой, недостаточной для возбуждения и нагрева плазмы, что видно на рис.7 и 8.

2.2 Коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в EUV

Описанный выше режим облучения Хе газоструйной мишени широким, расфокусированным лучом вместе с подтвержденной спектрометрическими 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.

При выполнении настоящей работы была достигнута конверсионная эффективность Хе лазерно-плазменного источника $SE = E_{11.4\text{нм},2\%,2\pi} / E_{\text{las}} = 3.9\%$ (здесь $E_{11.4\text{нм},2\%,2\pi}$ – энергия излучения с центральной длиной волны $\lambda = 11.4$ нм в полосе шириной 2% от нее, излучаемая в полусферу). В этом эксперименте (см. Рис. 7 и 8) ось газоструйной мишени находилась при координате $Y = 1.3$ мм, и поглощенная доля лазерной энергии была 60-65%. Источник с такой величиной SE представляется пригодным для практического применения в EUV литографии. Такой высокий коэффициент конверсии показан впервые для лазерной плазмы с Хе газоструйной мишенью. Например, из недавно опубликованных данных ИФМ [12] следует, что эффективность конверсии в 2%-ную полосу с центральной длиной волны $\lambda = 10.8$ нм $SE_{10.8\text{нм},2\%,2\pi} \approx 1.8\%$, т. е. в 2.2 раза меньше величины, полученной в ФТИ. Кроме того, полученное в настоящей работе

значение конверсионного коэффициента оказывается близким к $CE = 6\%$ от источника с $\lambda = 13,5$ нм с твердой мишенью из олова, используемом в современной системе NXE: 3400B ASML [13].

2.3 Анализ прошедшего через плазму лазерного излучения как метод диагностики

Прошедшее через плазму и частично поглощенное ею лазерное излучение несет в себе информацию о распределении поглощения по сечению плазмы. В этом смысле лазерное излучение "зондирует" плазму примерно так, как рентгеновское излучение в рентгеноскопии. Но в отличие от рентгеноскопии, в "ИК-скопии" 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 десятков-сотен микрон, легко 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 примерно 50 мкм ("случай острой фокусировки") ограничивается уже дифракционным пределом, который для излучения Nd:YAG лазера ($\lambda = 1.064$ мкм) составляет 1-2 мкм.

На Рис. 9 показаны зафиксированные на ПЗС-матрице изображения поперечного сечения лазерного луча (т.е. распределения по сечению плотности энергии) в отсутствие плазмы, W_0 (Рис. 9а), и луча, прошедшего через плазму, W_{tr} (Рис. 9б). Графики на Рис. 9в дают распределения по вертикальному и горизонтальному диаметрам поглощенной доли: $W_{abs}/W_0 = 1 - W_{tr}/W_0$. Рис. 9а показывает существенную неоднородность распределения плотности энергии по сечению, отражающую модовую структуру луча, но распределения поглощенной доли (Рис. 9в) за исключением краевых эффектов практически однородны. Это означает постоянство по сечению зависящего от температуры плазмы коэффициента поглощения и, тем

самым, постоянство самой температуры. Это явление – слабая зависимость температуры плазмы от вкладываемой в нее энергии – является характерной особенностью плазм из многоэлектронных атомов, результатом доминирования радиационных потерь в энергобалансе плазмы.

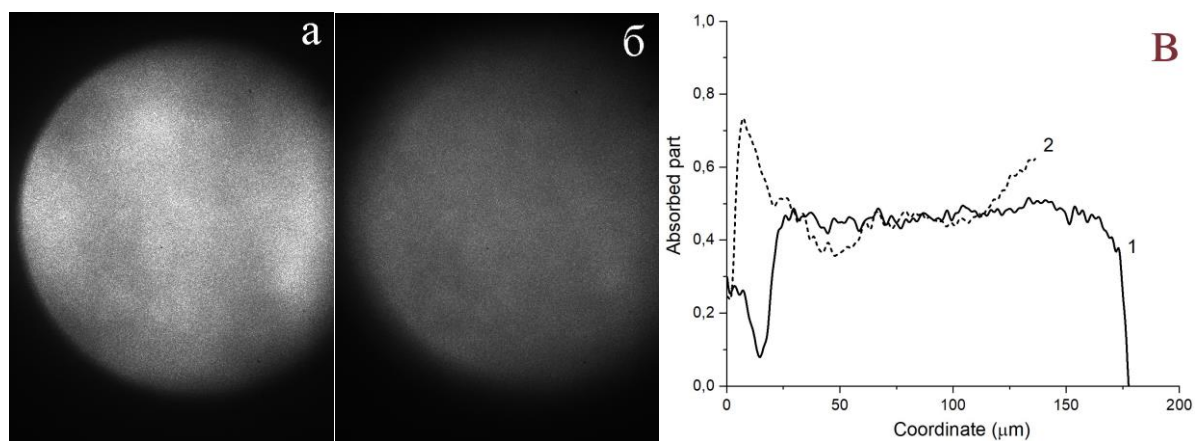


Рис. 9. "ИК-скопия" плазмы лазерным излучением. (а) распределение плотности энергии по поперечному сечению луча в отсутствие плазмы (без поглощения), зафиксированное на ПЗС-матрице; (б) такое же распределение для луча, прошедшего через плазму и частично поглощенного; (в) распределение плотности поглощенной доли лазерной энергии по сечению: (1) вдоль вертикального диаметра, (2) вдоль горизонтального диаметра, оцифровка оси абсцисс соответствует сечению плазмы, находящейся при координате $Y = 400$ мкм ($D_{\text{beam}} \approx 140$ мкм).

Глава 3. Оценка параметров лазерной плазмы на основании данных о поглощении в ней энергии лазерного излучения

3.1 Связь между коэффициентом поглощения и параметрами плазмы

Описанные в Главе 2 измерения поглощения позволяют при определенных предположениях определить коэффициент поглощения лазерного излучения, зависимость которого от параметров плазмы хорошо известна из теории распространения электромагнитных волн [14]:

$$\mu = \frac{4\pi e^2}{m_e c} \frac{n_e v_{ei}}{(\omega^2 - v_{ei}^2)} \approx \frac{16\pi^2 e^6}{c(3m_e)^{3/2}} L_C \frac{n_i^2 \langle Z \rangle^3}{\omega^2 (k_B T)^{3/2}} \quad (5)$$

Здесь μ — коэффициент поглощения, $n_e = \langle Z \rangle n_i$ и n_i — концентрации электронов и ионов соответственно, $\langle Z \rangle$ — средний ионный заряд, T — температура плазмы, v_{ei} — частота упругих электрон-ионных столкновений, ω — угловая частота лазерного излучения, $\omega \gg v_{ei}$, L_C — кулоновский логарифм, k_B — постоянная Больцмана, e и m_e — заряд и масса электрона соответственно, c — скорость света. Заметим, что в условиях обсуждаемых здесь экспериментов ионная температура T_i близка к температуре электронов, поэтому далее будет использоваться общий термин «температура плазмы» $T = T_i \approx T_e$ вместо T_e и T_i . Кроме того, величины параметров плазмы в (5) следует интерпретировать как значения, усредненные по объему горячего, EUV-излучающего плазменного тела.

Из экспериментальных данных коэффициент поглощения может быть получен с помощью известного выражения, описывающего уменьшение интенсивности электромагнитного излучения при его прохождении через поглощающую среду (закон Ламберта–Бера–Бугера):

$$\mu = -\frac{\ln\left(\frac{I_{tr}}{I_0}\right)}{L_{pl}} \quad , \quad (6)$$

где I_0 — начальная интенсивность, падающего на плазму света, а I_{tr} — интенсивность света, прошедшего через нее. Однако, в экспериментах измерялись не мгновенные значения интенсивностей, I_0 и I_{tr} , а интегральные по времени величины E_{las} (полная энергия импульса в отсутствие плазмы) и $E_{tr} = E_{las} - E_{abs}$ (энергия импульса, прошедшего через плазму и частично ею поглощенного). При этом поглощение происходило лишь в течение времени

существования плазмы, $\tau_{pl} < \tau_{las}$ (см. Гл. 2). Используя усредненные по времени величины, получаем:

$$\frac{I_{tr}}{I_0} = \frac{I_0 - I_{abs}}{I_0} = 1 - \left(\frac{E_{abs}}{E_0} \right) \left(\frac{\tau_{las}}{\tau_{pl}} \right), \quad (7)$$

Если в левую часть выражения (5) подставить значение коэффициента поглощения, определенного из экспериментальных данных с помощью (6) и (7), то выражение (5) можно рассматривать как одно из уравнений, необходимых для нахождения величин параметров плазмы в его правой части.

Поскольку нас интересуют лишь усредненные по времени величины параметров плазмы, то (см. выражение (3) в Гл. 2):

$$\langle N \rangle_{plasma\ lifetime} = N_0 \left(1 - \frac{1}{e} \right) = 0.632 N_0 = const \quad (8)$$

В наших условиях (см.рис.2) средняя плотность составляет:

$$\langle N \rangle_{plasma\ lifetime} = 0.632 \cdot N_0 = 0.632 \cdot 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \approx 4,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

Таким образом, ур. (5) будет решаться при известном значении ионной концентрации.

Однако, нахождение необходимой для решения зависимости среднего ионного заряда от температуры, $\langle Z \rangle(T)$, для короткоживущей неравновесной плазмы представляет собой отдельную задачу.

3.2 Расчёт среднего ионного заряда неравновесной короткоживущей лазерной плазмы

Основным параметром расчёта является интервал времени, в течение которого может происходить процесс ионизации, Δt_{ioniz} , в конечном итоге определяющий значение среднего заряда иона $\langle Z \rangle$. Этот интервал времени не должен превышать полного времени жизни плазмы, τ_{pl} , которое, в свою очередь, ограничено либо длительностью лазерного импульса, τ_{las} , либо характерным временем гидродинамического истечения плазмы из зоны

облучения лазером τ_{hydro} , которое зависит от скорости истечения и размеров плазменного образования:

$$\Delta t_{ioniz} \leq \tau_{pl} = \tau_{las}, \text{ если } \tau_{hydro} > \tau_{las}, \quad (9)$$

или

$$\Delta t_{ioniz} \leq \tau_{pl} = \tau_{hydro}, \text{ если } \tau_{hydro} < \tau_{las}. \quad (10)$$

Применялись две разные схемы. В первой из них, «последовательной», предполагалось, что ионизация иона с зарядом Z_n начинается только после завершения последовательных ионизаций всех предшествующих ионов с меньшими зарядами, $Z_k < Z_n$:

$$\Delta t_{ioniz,n} = \tau_{pl} - \sum_{k=7}^{n-1} \tau_{ioniz,k}, \quad (11)$$

где $\tau_{ioniz,k}$ – время, необходимое для ионизации иона с зарядом Z_k (рис. 10). Определение интервалов Δt_{ioniz} начинается с ионизации иона ${}^{+7}\text{Xe}$, так как времена ионизации ионов с меньшим зарядом пренебрежимо малы., как это видно из рис. 10. Здесь и далее приняты обозначения: $Z_7=+7$, $Z_8=+8$ и т. д..

Очевидно, что «последовательная» схема расчета определяет интервал $\Delta t_{ioniz,n}$ с недостатком, так как в действительности ионизация последующего иона Z_{k+1} начинается сразу после его появления, когда ионизация предшествующего иона Z_k еще не завершена.

Поэтому была использована и другая, «одновременная», схема, когда считалось, что ионизация всех ионов, независимо от их зарядов, происходит одновременно в течение одного и того же времени жизни плазмы:

$$\Delta t_{ioniz,n} \equiv \Delta t_{ioniz} = \tau_{pl}. \quad (12)$$

В отличие от «последовательной», «одновременная» схема дает значение $\Delta t_{ioniz,n}$ с избытком. Ожидается, что истинный результат будет заключен между результатами, полученными с помощью этих двух схем.

Далее, отношение интервала ионизации Δt_{ioniz} к времени ионизации данного иона $\tau_{ioniz,n}$ определяет вероятность его перехода в следующее зарядовое состояние. Таким образом, для иона Z_n :

$$P_{ioniz,n} = \frac{\Delta t_{ioniz,n}}{\tau_{ioniz,n}}. \quad (13)$$

Ионизационные времена определялись с использованием базы данных ионизационных сечений, σ_i (и скоростных коэффициентов, $\langle \sigma_i V_e \rangle$), для ионов от ^{+7}Xe до ^{+16}Xe , вычисленных специально для рассматриваемой методики В. Захаровым (ИПМ им. Келдыша) с помощью квантово-механического численного моделирования (модель Хартри-Фока-Слейтера) [а8]. Основным механизмом формирования ионного состава плазмы в настоящем расчёте считается ионизация электронным ударом. Оценки скоростей фотоионизации и рекомбинации показали, что они пренебрежимы по сравнению со скоростями основного механизма. Зависимости ионизационных времен от температуры при ионной концентрации, определенной в (8), показаны на рис. 10.

Относительная доля ионов с зарядом Z_n в общей ионной популяции плазмы определяется как вероятностью ионизации всех предшествующих ионов с зарядами $Z_k < Z_n$, так и вероятностью того, что рассматриваемый ион не перейдет в следующее состояние заряда, а именно, произведением этих вероятностей:

$$F_n = P_{ioniz,7} P_{ioniz,8} \dots P_{ioniz,n-1} (1 - P_{ioniz,n}) = (1 - P_{ioniz,n}) \prod_{k=7}^{n-1} P_{ioniz,k} \quad (14)$$

И, наконец, средний заряд ионов плазмы равен:

$$\langle Z \rangle = \sum_n F_n Z_n. \quad (15)$$

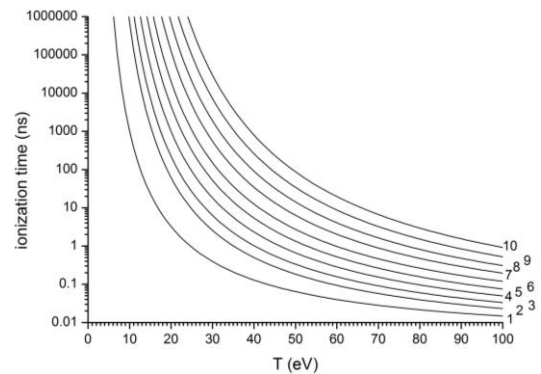


Рис. 10. Времена столкновительной ионизации при ионной концентрации $N_i = 4.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ для ионов с ^{+7}Xe по ^{+16}Xe , пронумерованных от 1 до 10, соответственно.

3.3 Результаты расчёта основных параметров плазмы

Значения $\langle Z \rangle$ в плазме Хе с 5 различными временами жизни из диапазона $3 \text{ нс} \leq \tau_{\text{pl}} \leq 20 \text{ нс}$, рассчитанные по описанной методике, представлены на рис.11 для плотности ионов $N_i = 4,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, характерной для наших экспериментов. Они наглядно иллюстрируют основную идею описанного метода: чем дольше время существования плазмы, тем выше достигается средний ионный заряд. Так, например, при $T = 40 \text{ эВ}$ заряд увеличивается от $\langle Z \rangle \approx 10,8$ до $\langle Z \rangle \approx 13$ с увеличением времени жизни от $\tau_{\text{pl}} = 3 \text{ нс}$ до $\tau_{\text{pl}} = 20 \text{ нс}$.

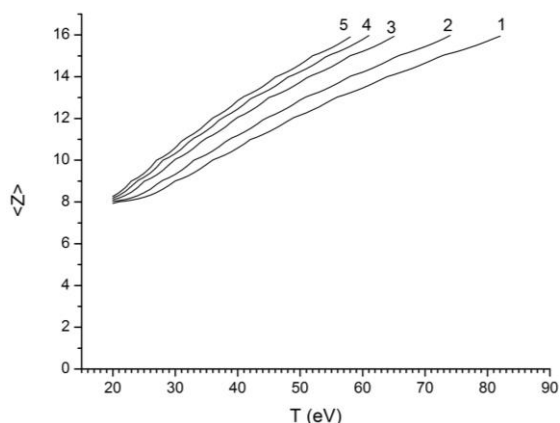


Рис. 11. Зависимость рассчитанного среднего ионного заряда от времени жизни плазмы: **1**- соответствует $\tau_{\text{pl}} = 3 \text{ нс}$; **2**– $\tau_{\text{pl}} = 5 \text{ нс}$; **3** – $\tau_{\text{pl}} = 10 \text{ нс}$; **4** – $\tau_{\text{pl}} = 15 \text{ нс}$, а **5** – $\tau_{\text{pl}} = 20 \text{ нс}$. $N_i = 4,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Использована последовательная схема расчета.

Результаты на рис.11 получены с использованием последовательной схемы расчета. Интересно сравнить их с результатами, полученными по одновременной схеме. Так как первый производит значения $\langle Z \rangle$ с дефицитом, а другой с избытком, истинные значения должны быть между ними. Результат сравнения показан на рис.12. Видно, что разница никогда не превышает 10%.

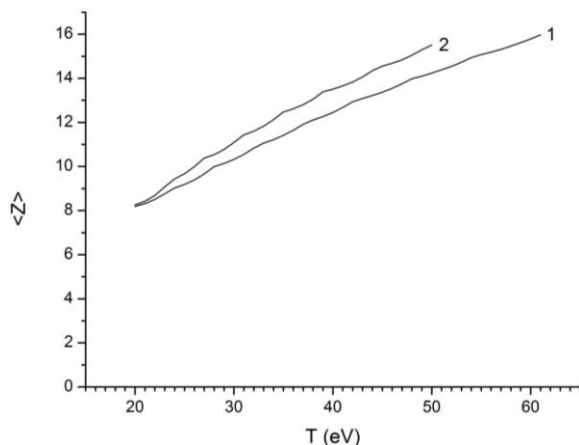


Рис.12. Разница между значениями $\langle Z \rangle$, рассчитанными по двум различным схемам: **1** – последовательная ионизация и **2** – одновременная. $N_i = 4,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{\text{pl}} = 15 \text{ нс}$

значением, как это описано в предыдущем разделе. Пример такого «диагностического» приложения показан на рис. 13. Здесь $\tau_{\text{pl}} = \tau_{\text{hydro}} = 1,7 \text{ нс}$ обусловлено узкой плазмой диаметром $\varnothing_{\text{pl}} \approx 46 \text{ мкм}$. Температура этой плазмы

Описанный метод расчета $\langle Z \rangle$ для короткоживущей плазмы может быть использован для ее диагностики. Если значение времени жизни плазмы оценено с помощью гидродинамической модели, то $\langle Z \rangle$, а затем и коэффициент поглощения лазерной энергии в плазме, рассчитываются как функции температуры. Наконец, как температура плазмы, так и ее средний ионный заряд могут быть получены путем сравнения рассчитанного μ с его экспериментально полученным

оказывается около $T \approx 42$ эВ, а средний ионный заряд $\langle Z \rangle \approx 10$. Подобные параметры Хе лазерной плазмы были предсказаны ранее с помощью численного моделирования подобных плазм [16].

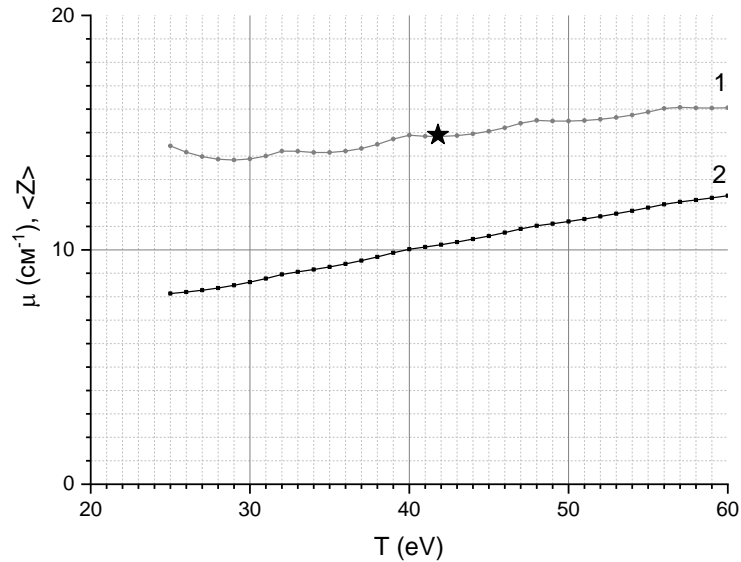


Рис. 13. Применение обсуждаемого метода расчета для диагностики Хе лазерной плазмы. Кривая **1** показывает рассчитанный коэффициент поглощения, μ , а кривая **2** – средний ионный заряд (рассчитанный по последовательной схеме), $\langle Z \rangle$. Черной звездой отмечено значение $\mu \approx 15$ см^{-1} , полученное на основании экспериментальных данных. $N_i = 4,3 \times 10^{18}$ см^{-3} , $\tau_{pl} = 1,7$ нс.

Заключение

Основными результатами настоящей работы:

- (1) Получен новый, противоречащий общепринятому ранее мнению результат: при облучении газоструйной мишени широким, расфокусированным лазерным лучом излучаемая лазерной плазмой в EUV диапазоне энергия в 5-10 раз выше, чем при острой фокусировке луча на мишень. Полученный эффект объясняется тем, что при большом диаметре плазмы (определяемым диаметром луча) длительность ее существования, обусловленная гидродинамическим разлетом, существенно больше, чем у плазмы с малым диаметром, чье время жизни может оказаться в несколько раз короче длительности лазерного импульса.
- (2) В найденном эффективном режиме облучения мишени (1) на длине волны излучения 11.4 нм была продемонстрирована высокая конверсионная эффективность лазерно-плазменного источника с Хе газоструйной мишенью – $SE = 3.9\%$. Такая эффективность источника представляется приемлемой для его промышленного использования в EUV нанолитографах.
- (3) Продемонстрированы применения измерений поглощения лазерной энергии в плазме для целей экспериментальной диагностики внутренних параметров и структуры лазерной плазмы. Ранее подобных диагностик не существовало – измерялось только излучение плазмы. Представления о внутренних параметрах плазмы получались лишь из численного математического моделирования.
- (4) Разработана расчетная схема, предназначенная для обработки измеренных значений поглощения лазерного излучения плазмой. Она учитывает гидродинамическое расширение плазмы и включает расчет среднего ионного заряда короткоживущей нестационарной плазмы. С помощью этой схемы проведены оценки параметров плазмы, возбуждаемой в фокусе лазерного луча с диаметром около 50 мкм.

Полученные параметры плазмы: температура 42 эВ, средний ионный заряд 10,2, время жизни плазмы $\approx 1,7-2$ нс.

Список публикаций автора по теме работы

- [a1] S. G. Kalmykov, P. S. Butorin, M. E. Sasin. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11nm—Optimization and conversion efficiency. *J. Appl. Phys.*. 2019. 126, 103301; doi: 10.1063/1.5115785
- [a2] А. В. Белашов, П. С. Буторин, Ю. М. Задиранов, С. Г. Калмыков, В. А. Максимов, М. Э. Сасин, П. Ю. Сердобинцев. Измерение геометрических параметров мощного ИК лазерного луча в прифокальной области для применений в лазерно-плазменном источнике коротковолнового излучения, (2020), *Оптика и спектроскопия*, 128, №8, 1338-1341
- [a3] P.S. Butorin, S. G. Kalmykov and M.E. Sasin. Absolutely calibrated EUV spectra of Xe laser plasma radiation for lithography needs. (2018) *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*. 1135 (1), 012086
- [a4] P.S. Butorin, S. G. Kalmykov, V. A. Maximov and M.E. Sasin. Further development of the Xe laser plasma 11-nm radiation source – new data on 26 laser energy absorption and spectroscopy *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*. (2020) 1697, 012237
- [a5] P. Butorin, Yu. Zadiranov, S. Zuev, S. Kalmykov, V. Polkovnikov, M. Sasin, and N. Chkhalo. *Tech. Phys.* 63 (2018), No. 10, 1507.
- [a6] Kalmykov S.G., Butorin P.S., Sasin M. E. and V. S. Zakharov. Absorption of laser radiation in a laser-produced plasma of Xe – hydrodynamic effects and nonequilibrium ionization. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2022
- [a7] 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. *Technical Physics Letters* 44 (2018) No. 12, pp. 1100-1103.

[a8] S. G. Kalmykov, P. S. Butorin and V. S. Zakharov. A method for calculating the mean ion charge in a short-lived laser-produced plasma – its application to diagnostics of the laser spark. *J. Appl. Phys.*. 2023 (в процессе рецензирования)

Список литературы

- [1] Тютляева Е.О., Одинцов И.О., Московский А.А., Мармузов Г.В. Тенденции развития вычислительных узлов современных суперкомпьютеров // Вестник ЮУрГУ. Серия: Вычислительная математика и информатика. 2019. Т. 8, No 3. С. 92–114. DOI: 10.14529/cmse190305.
- [2] M. Lapedus. Battling Fab Cycle Times. *Semiconductor Engineering*, Special report, Feb2017. <http://semiengineering.com/battling-fab-cycle-times/>
- [3] А. В. Елецкий. Эксимерные лазеры. УФН 125(1978), No 2, стр.289. https://www.ufn.ru/ufn78/ufn78_6/Russian/r786d.pdf
- [4] H. Fiedorowicz, A. Bartnik, et al.. X-ray emission from laser-irradiated gas puff targets. *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), 2278. <http://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.109232>
- [5] Bauche-Arnoult C and Bauche J 1992 *Phys. Scr.* T 40 58
- [6] N. I. Chkhalo, and N. N. Salashchenko. "Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics". *AIP Advances* 3 (2013), 082130.
- [7] S. S. Churilov, Y. N. Joshi, and J. Reader. *Opt. Lett.* 28 (2003), 1478
- [8] Y. Shen, C. Gao, and J. Zeng. "Electron impact collision strengths and transition rates for extreme ultraviolet emission from Xe¹⁰⁺". *At. Data Nucl. Data Tables* 95 (2009), No.1,1- 53.
- [9] T. Feigl, H. Pauer, et al.. "Multilayer Optics for 1 nm to 13.5 nm: Can we reduce the litho wavelength further?". *Proc. 2018 Source Workshop*, Nov. 5-

7, 2018, Prague, Czech Republic, S18.

<https://www.euvlitho.com/2018/S18.pdf>

- [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, В.6, С.20
- [12] N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, A. Ya. Lopatin, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, N. N. Tsybin, and S. Yu. Zuev. AIP Adv. **8** (2018), Article No. 105003. <https://doi.org/10.1063/1.5048288>
- [13] I. Fomenkov. "EUV Source for Lithography: Readiness for HVM and Outlook for Increase in Power and Availability". Proc. 2018 Source Workshop, Nov. 5-7, 2018, Prague, Czech Republic, S1. <https://www.euvlitho.com/2018/S1.pdf> .
- [14] Y. P. Raizer. 1991. Gas Discharge Physics (Berlin: Springer) pp. 33–51 ch. 3
- [15] В. П. Белик, С. Г. Калмыков, А. М. Можаров и др.. Письма в ЖТФ 43 (2017), № 22, 10.
- [16] G. O'Sullivan, A. Cummings, P. Dunne, P. Hayden, L. McKinney, N. Murphy, and J. White. In EUV Lithography, ed. V. Bakshi (SPIE Press, Bellingham, WA, 2005), chpt. 5.