04

Исследование лазерной плазмы, формируемой на газоструйной мишени, с помощью зондового метода

© В.Е. Гусева, А.Н. Нечай, А.А. Перекалов, И.Г. Забродин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН,
603087 Афонино, Кстовский р-он, Нижний Новгород, Россия
e-mail: valeriegus@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 25 мая 2026 г.
В окончательной редакции 25 мая 2026 г.
Принято к публикации 25 мая 2026 г.

Описано применение методики зондовых измерений для лазерно-плазменного источника с газоструйной мишенью. Сигналы ионного и электронного токов из лазерной плазмы, полученные с помощью металлического зонда, проанализированы с учетом скорости направленного движения при разлете ионов. Полученные результаты сравнены с расчетами, проведенными в соответствии с классическим методом зонда Ленгмюра. Концентрации ионов, полученные двумя способами, дали близкий результат. Концентрации ионов в плазме из аргона и ксенона на расстоянии 11 cm от лазерной искры составили $\sim 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Наиболее вероятные скорости разлета ионов составили 15 и 8.5 km/s для плазмы из аргона и ксенона соответственно. Кинетическая энергия ионов в плазме обоих газов не превышала 400 eV. На основании данных об ионных токах была проведена оценка скорости деградации Mo/Be многослойного рентгеновского зеркала при работе лазерно-плазменного источника.

Ключевые слова: зондовые измерения, зонд Ленгмюра, лазерная плазма, газоструйная мишень, многослойное рентгеновское зеркало.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63487.186-26

Введение

Лазерно-плазменные источники излучения (ЛПИ) являются наиболее высокоинтенсивными лабораторными источниками излучения мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазона. В связи с этим ЛПИ широко востребованы как в исследовательской, так и в прикладной работе. В частности, ЛПИ перспективны для использования в качестве источников ЭУФ излучения в литографических целях. В настоящее время идет разработка ЭУФ литографа на длине волны 11.2 nm [1,2], для которого предлагается использование ЛПИ с ксеноновой газоструйной мишенью.

Использование мощного ЛПИ в составе литографической установки связано с проблемой деградации оптических элементов, расположенных вблизи лазерной искры. Для ЭУФ литографии в качестве оптических элементов используются многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ). Например, для эффективного отражения излучения с длиной волны 11.2 nm используется МРЗ на основе многослойной Mo/Be-структуры [2]. Деградация МРЗ может быть обусловлена загрязнением оптических поверхностей продуктами эрозии устройств формирования мишени, таких как сопла. Также МРЗ разрушаются под воздействием быстрых ионов и нейтральных атомов либо высоких термических нагрузок. В результате различных воздействий происходит перемешивание слоев многослойной структуры, из-за которого МРЗ ухудшают свои отражательные характеристики.

Основные факторы, приводящие к деградации МРЗ, различаются при использовании различных типов мишени ЛПИ. При использовании мишеней из химически активных материалов основной проблемой становятся нейтральные частицы, оседающие на поверхности МРЗ и образующие химические соединения [3,4]. Использование инертного газа в качестве материала мишени нивелирует эту проблему.

При возбуждении лазерной плазмы в любом типе мишени образуются быстрые ионы, кинетическая энергия которых превышает порог ионного распыления материалов, из которых изготавливаются МРЗ. При использовании твердотельной или жидкостной мишеней эти ионы при вылете из плазмы распространяются в высоком вакууме. Наличие высокого вакуума позволяет быстрым ионам разлетаться на большие расстояния без столкновений и соответственно без потери кинетической энергии.

Большое количество исследований ЛПИ на основе капельной мишени из олова регистрируют при работе в высоком вакууме ионы с энергиями порядка 1–10 keV [3,5,6]. Ионы с энергиями порядка keV способны разрушить МРЗ за несколько часов работы ЛПИ. Для защиты МРЗ от воздействия ионов и быстрых нейтральных частиц используют газовую защиту и магнитные ловушки. Газовая защита работает путем снижения кинетической энергии ионов и нейтральных частиц при их столкновении с нейтральным газом. Магнитная ловушка изменяет траекторию движения ионов так, чтобы они не достигали поверхности МРЗ. В ЛПИ компании ASML

для защиты зеркала коллектора от ионов и нейтральных атомов олова предлагается совместное использование буферного газа (H_2) и магнитной ловушки, что позволяет снизить энергии вылетающих ионов до нескольких десятков eV [6,7].

Характеристики ионов и нейтральных атомов, образованных и распространяющихся из лазерной плазмы в газоструйной мишени, исследованы недостаточно. В литературе данная тематика также рассмотрена недостаточно подробно. В работе [8] авторы сообщают, что энергии ионов в ЛПИ с газоструйной мишенью из ксенона составляют менее 50 eV. Несмотря на меньшие энергии ионов, близкие к пороговым значениям энергии для ионного распыления, ионы и нейтральные атомы также могут приводить к деградации МРЗ коллектора. При длительной эксплуатации источника даже незначительное распыление материала МРЗ с каждым лазерным выстрелом рано или поздно приведет к распылению достаточного количества слоев для ухудшения отражательной способности зеркала.

Для оценки воздействия ионов из лазерной плазмы на МРЗ необходимо определить кинетические энергии ионов и их количество. Этой задаче посвящена настоящая работа. Измерение проводилось с помощью металлического цилиндрического коллектора (зонда) [9–11]. Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц, направленного на малый заряженный электрод, помещенный в плазму. Знак потенциала зонда определяет частицы, формирующие ток, — ионы или электроны. Зависимость этого тока от потенциала электрода (вольт-амперная характеристика (ВАХ)) называется зондовой характеристикой. Из зондовой характеристики можно вычислить основные параметры плазмы — температуру и концентрацию заряженных частиц. Однако данный метод разрабатывался для исследований стационарной плазмы, где ток частиц на зонд обусловлен их тепловым движением. В движущейся лазерной плазме скорость частиц может быть обусловлена различными эффектами: тепловым движением частиц, направленным разлетом из области пробоя, а также ускорением при разделении заряда [12]. Лазерная плазма имеет существенно большие температуру и плотность в области пробоя, потому помещение зонда непосредственно в зону образования лазерной искры связано как с большими возмущениями в плазме, так и с большими термическими нагрузками на металлический электрод. При проведении измерений зонд необходимо располагать на удалении от зоны образования лазерной искры. Для данного случая направленная скорость движения ионов больше, чем их тепловая скорость, но тепловая скорость электронов существенно превышает направленную, что позволяет считать плазму стационарной в каждый момент времени.

Большим достоинством зондового метода является простота измерений, для которых в отличие от многих других методов не требуется специальной сложной аппаратуры. Одно из основных положений зондовой теории — допущение о том, что возмущения, вносимые зондом, в основном локализуются вблизи него так, что он мало влияет на состояние плазмы. Такая локализация возмущения возможна в связи с тем, что в достаточно плотной плазме зонд окружен слоем заряженных частиц, которые экранируют его от остального объема.

1. Схема эксперимента

Экспериментальная часть работы заключалась в регистрации осциллограмм токов заряженных частиц, образующихся в лазерной плазме с газоструйной мишенью на основе ксенона и аргона. Работа проводилась на установке, описанной в [13]. Зонд был установлен внутри вакуумной камеры на расстояниях 5–14 cm от лазерной искры и подключался к осциллографу через коаксиальный кабель. Схема исследовательской установки представлена на рис. 1.

Эксперимент проводился следующим образом. Газ истекал из конического сверхзвукового сопла *1* в вакуумную камеру *2*. Излучение лазера *3* в вакуумной камере фокусировалось на струе газа. Лазерное излучение перед входом в вакуумную камеру проходило через систему из трех линз (рассеивающая *4*, собирающая *5* и фокусирующая *6*) для фокусировки на газоструйной мишени. В области взаимодействия лазерного излучения с веществом образовывалась лазерная плазма *7*, являющаяся источником ионов. Зонд *8* был расположен в вакуумной камере вблизи лазерной искры под углом 90° к оси лазерного луча и оси истечения газа, ось цилиндрического зонда была параллельна оси истечения газа. Расстояние между искрой и зондом задавалось до начала эксперимента. Вакуумная камера была заземлена; на зонд с помощью источника напряжения *9* подавался потенциал разной полярности: положительный — для регистрации тока электронов и отрицательный — для регистрации тока ионов. Сигнал зонда регистрировался

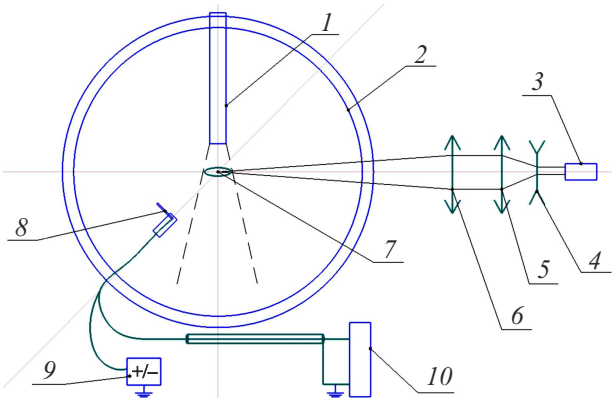

Рис. 1. Схема установки (*1* — сопло для подачи газа, *2* — вакуумная камера, *3* — Nd:YAG-лазер, *4* — рассеивающая линза, *5* — собирающая линза, *6* — фокусирующая линза, *7* — лазерная искра, *8* — зонд Ленгмюра, *9* — источник напряжения, *10* – осциллограф).

с помощью осциллографа 10, подключенного через коаксиальный кабель и нагрузочное сопротивление 500 Ω.

Для возбуждения лазерной плазмы использовался лазер Nd:YAG с длительностью импульса ~ 5 ns и энергией в импульсе 0.7 J. Диаметр перетяжки лазерного луча составлял $\sim 25\,\mu$m. В зоне образования искры диаметр лазерного луча составлял $\sim 60\,\mu$m, что показывает лучшие коэффициенты конверсии лазерного излучения в ЭУФ [13]. Плотность мощности лазерного излучения на мишени была $\sim 7 \cdot 10^{12}$ W/cm^2.

Газовая мишень формировалась при истечении газа из сверхзвукового конического сопла диаметром $230\,\mu$m для ксенона и $250\,\mu$m для аргона. Давление газа на входе в сопло менялось от 4 до 10 bar. Были исследованы аргон и ксенон. Давление в вакуумной камере поддерживалось на уровне $(4-8) \cdot 10^{-4}$ Torr.

Зонд представлял собой металлический стержень, закрепленный на диэлектрике. Длина зонда — 2 cm, диаметр — 1 mm. Для регистрации сигнала зонда использовался осциллограф RIGOL MSO8204 с полосой пропускания 2 GHz.

2. Методика измерений

Ионный и электронный токи регистрировались зондом при подаче на него отрицательного и положительного потенциала соответственно. Отрицательно заряженный относительно плазмы зонд отталкивает электроны и притягивает ионы, создающие вблизи его поверхности слой с положительным объемным зарядом, в котором в основном и локализуется почти все электрическое поле зонда. Заряженные частицы из окружающей плазмы, попадая в этот слой, а затем на зонд, создают ток в его цепи, характеризующий параметры плазмы. Этот ток тем больше, чем выше плотность заряженных частиц и скорость их движения в невозмущенной плазме.

Важным параметром для зондовых измерений является дебаевский радиус экранировки, определяющий размер возмущенного слоя плазмы у поверхности зонда. Радиус Дебая определяется выражением:

$$D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n e^2}}, \tag{1}$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, k — постоянная Больцмана, T — температура электронов, n — концентрация заряженных частиц (ионов), e — заряд электрона.

Зонд был установлен на расстоянии 11 cm от плазмы. На данном расстоянии, как правило, размещаются коллекторы ЭУФ излучения в литографе. На таком расстоянии зонд не вносит возмущений в образующуюся плазму, также снижены термические нагрузки на электрод.

Для оценки концентрации заряженных частиц на расстоянии 11 cm от искры мы считали, что плазма разлеталась сферически и плотность частиц в лазерной плазме радиусом ~ 0.1 mm [14] составляла $\sim 10^{19}$ cm^{-3} [15]. Тогда концентрацию частиц на расстоянии 11 cm в соответствии с соотношением объемов $(0.1/110)^3 \approx 8 \cdot 10^{-10}$ предварительно можно оценить как $\sim 8 \cdot 10^9$ cm^{-3}. Температура электронов оценивалась как $\sim 10^5$ K на основании эмиссионных спектров [16,17]. При таких параметрах радиус Дебая составляет $\sim 200\,\mu$m. Таким образом, радиус Дебая меньше радиуса зонда, что соответствует условиям „большого“ зонда, для которого справедливы следующие используемые выражения, приведенные в работе [9]. Радиус Дебая учитывался для расчета эффективной площади сбора частиц электродом. Это площадь боковой поверхности цилиндра с радиусом, равным радиусу зонда, плюс радиусу Дебая, и длиной, равной длине зонда. Все частицы, попадающие в эту область, достигали поверхности зонда (и регистрировались осциллографом) за счет поля, создаваемого зондом.

Концентрацию ионов можно оценить двумя методами обработки экспериментальных данных. Классический метод зонда Ленгмюра учитывает только тепловое движение частиц, не учитывая скорость разлета плазмы. Быстрые электроны, стремясь покинуть плазменное облако со своими тепловыми скоростями $\sim 10^6$ m/s, создают самосогласованное электрическое поле, которое ускоряет ионы, преобразуя тепловую энергию электронной компоненты в энергию направленного движения ионов. В результате формируется поток, в котором наиболее вероятная скорость ионов коррелирует с электронной температурой как $\sqrt{2kT_e/M_i}$. Тяжелые ионы, напротив, тормозят стремящиеся улететь с тепловыми скоростями электроны, тем самым запирая их внутри плазмы. Скорость разлета плазмы как электронно-ионного сгустка (порядка 10^4 m/s) значительно меньше тепловой скорости электронов. Таким образом, электроны достигают поверхности зонда с тепловыми скоростями. Плазма для электронов является квазистационарной. В этом случае концентрация ионов для цилиндрического зонда определяется выражением

$$n_0 i = \frac{I_i}{Se\alpha}\sqrt{\frac{M_i}{2kT_e}}, \tag{2}$$

где I_i — ионный ток насыщения, S — эффективная площадь электрода, e — заряд электрона, M_i — масса иона, T_e — температура электронов, k — постоянная Больцмана, α — коэффициент, зависящий от геометрии и потенциалов зонда (для цилиндрического „большого“ зонда $\alpha = 0.35-0.7$).

Согласно теории зонда Ленгмюра, T_eопределяется из зондовой характеристики по линейному участку зависимости электронного тока от напряжения в полулогарифмическом масштабе, что соответствует взятию производной от логарифма тока электронов по напряжению:

$$\frac{1}{T_e} = \frac{k}{e}\frac{dlnI_e}{dU}. \tag{3}$$

Электронная температура может быть определена через электронный ток таким образом, потому как ток

электронов на зонд обусловлен именно их движением с тепловыми скоростями. Для выделения электронного тока необходимо вычесть из ВАХ ионную составляющую. Для этого ионная часть зондовой характеристики экстраполируется прямой насыщения ионного тока на весь диапазон напряжений и вычитается из ВАХ. На рис. 2 показаны ВАХ до вычета ионного тока (черная линия, квадратные точки), экстраполяция ионного тока насыщения (зеленая линия) и ВАХ после вычета тока ионов (красная линия, круглые точки).

Необходимый для определения T_e линейный участок зависимости электронного тока от напряжения в полулогарифмическом масштабе предшествует области насыщения электронного тока, однако такая картина более характерна для планарного зонда. При использовании цилиндрического зонда насыщение тока электронов зачастую не достигается, ток плавно нарастает с увеличением напряжения. Это связано с увеличением эффективной площади сбора частиц и пространственного заряда вокруг поверхности зонда.

Для определения участка, подходящего для определения T_e, необходимо определить потенциал плазмы. Потенциал плазмы при наличии насыщения электронного тока соответствует точке пересечения прямых возрастания и насыщения тока в полулогарифмическом масштабе. По наклону прямолинейного участка ВАХ до потенциала плазмы в полулогарифмическом масштабе определяется температура электронов в соответствии с формулой (3). Определение потенциала плазмы по пересечению прямых возрастания и насыщения электронного тока показано на рис. 3. Черная линия (квадратные точки) соответствует ВАХ без вычета ионного тока,

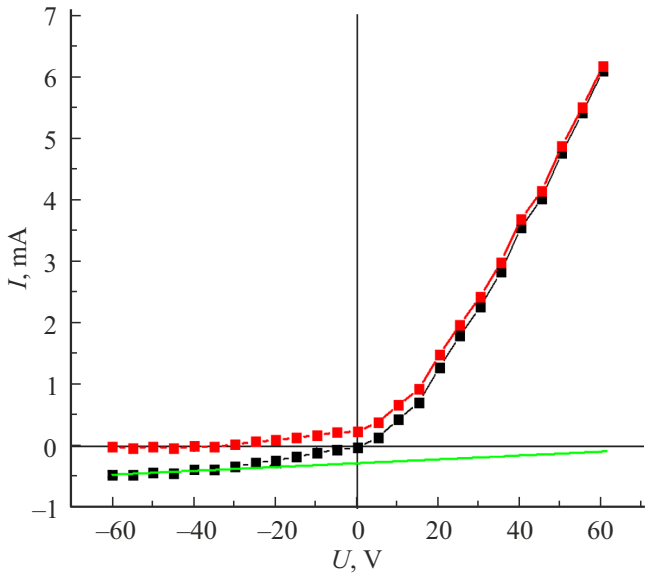

Рис. 2. ВАХ для плазмы ксенона с вычетом ионного тока (черная линия, квадратные точки — ВАХ до вычета ионного тока, зеленая линия — экстраполяция ионного тока насыщения, красная линия, красные квадратные точки — ВАХ после вычета тока ионов).

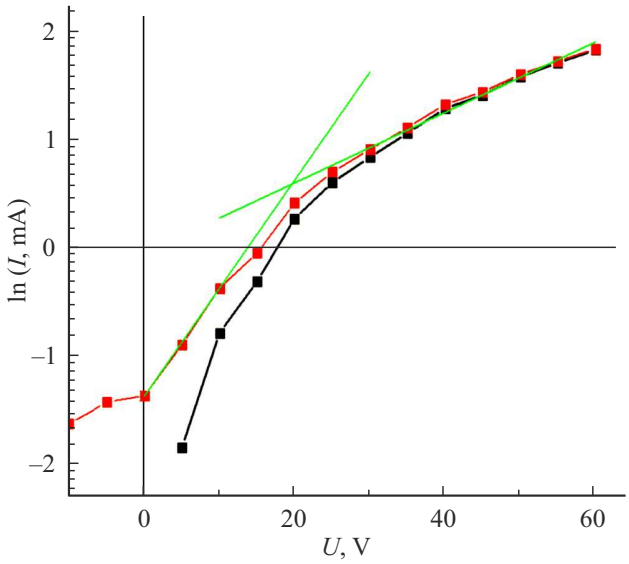

Рис. 3. ВАХ в полулогарифмическом масштабе, определение потенциала плазмы (черная линия, квадратные точки — ВАХ без вычета ионного тока, красная линия, красные квадратные точки — ВАХ после вычета тока ионов, зеленые линии — прямые возрастания и насыщения тока электронов).

красная (красные квадратные точки) — после вычета тока ионов, зеленые линии — прямые возрастания и насыщения тока электронов. Поскольку при использовании цилиндрического зонда полного насыщения электронного тока с выходом на константу не наблюдалось, этот метод может давать ошибку.

Потенциал плазмы ксенона по пересечению прямых возрастания и насыщения получился равным ~ 19 V.

Точка перегиба полной зондовой характеристики, где ток изменяет свою зависимость от напряжения с экспоненциальной на зависимость от квадратного корня, также соответствует потенциалу плазмы [9,11]. Для искры ксенона эта точка расположена в диапазоне 10–20 V (рис. 4), до 15 V кривая соответствует экспоненциальной зависимости (синяя штрихованная линия на рис. 4), после — зависимости от квадратного корня (красная сплошная линия на рис. 4).

Метод определения потенциала плазмы по точке перегиба ВАХ от экспоненциальной зависимости к зависимости вида квадратного корня подтверждает результат, полученный методом пересечения прямых нарастания и насыщения электронного тока. Таким образом, прямолинейный участок ВАХ на графике в полулогарифмическом масштабе для определения T_e расположен в диапазоне напряжений 0–15 V. Тангенс угла наклона данного участка для приведенного на рис. 3 случая плазмы ксенона составил ~ 0.09, откуда T_e по формуле (3) равна ~ 7 eV.

В некоторых работах также встречается локальное насыщение тока электронов в небольшом диапазоне потенциалов. В работе [18] два участка насыщения

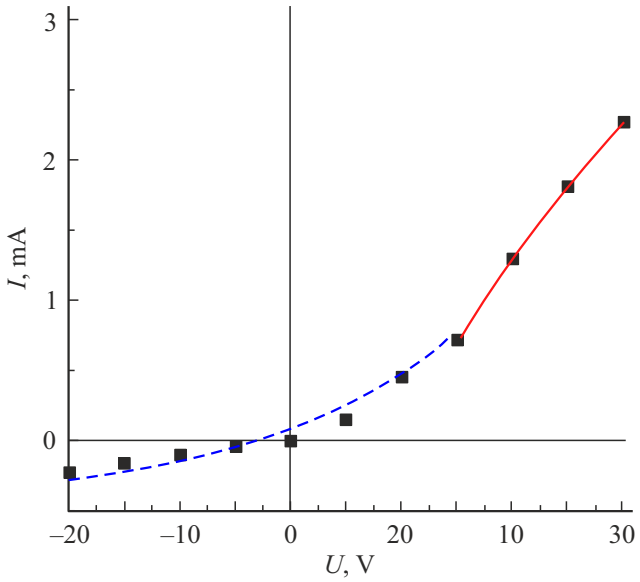

Рис. 4. ВАХ для определения потенциала плазмы.

рассматриваются как наличие двух видов электронов — „горячих“ и „холодных“. Прямолинейный участок перед локальным насыщением также подходит для нахождения T_e и требует измерений с меньшим шагом по напряжению.

Описанный выше классический метод обработки данных, полученных методом зонда Ленгмюра, позволяет определить концентрацию ионов по скорости их движения на зонд, обусловленной ускорением электронами, движущимися с тепловой скоростью. С другой стороны, когда зонд погружается в движущуюся плазму, электроны, ионы и нейтральные атомы достигают места расположения зонда за счет движения, обусловленного направленным движением разлета плазмы. Лазерная плазма подвижна и скорость ее разлета, вероятно, больше, чем тепловые скорости частиц, при условии, что состояние плазмы в конкретный момент времени также считается квазистационарным. Плазма считается квазистационарной относительно зонда, если расстояние от мишени до зонда много больше размера начального плазменного сгустка, что выполняется в условиях эксперимента. В этом случае на больших расстояниях градиенты параметров (концентрации, температуры) внутри сгустка меняются медленно по сравнению со временем пролета сгустка плазмы мимо зонда. Можно использовать скорость разлета плазмы, соответствующую времени пролета, для расчета концентрации ионов [11,18]. Полный ток ионов на зонд выражается как

$$I_i = 1/4eSn_iv_i, \tag{4}$$

где n_i и v_i — концентрация ионов и их направленная скорость соответственно. Методика, включающая анализ времени пролета, учитывает направленную скорость ионов, но не учитывает тепловую и электростатическую составляющие скорости. В настоящей работе оценка концентрации ионов в плазме проводилась двумя методами для проведения сравнения.

3. Обсуждение результатов

С помощью зонда Ленгмюра были получены осциллограммы ионного тока для плазмы из аргона и ксенона при давлении газоструйной мишени на входе в сопло 8 bar (рис. 5). Погрешность измерения составила $\sim 10\,\%$.

Ионы аргона достигали зонда быстрее ионов ксенона из-за меньшей массы. Сигнал ионного тока для плазмы ксенона имел большую длительность. Это может быть связано с различным начальным распределением плотности частиц в газоструйных мишенях различных газов. Возможно и другое объяснение наблюдаемого эффекта. В работе [19] авторы объясняют более длительный ионный сигнал от плазмы олова, по сравнению с плазмой лития, бóльшими зарядами ионов плазмы олова по сравнению с ионами лития.

Наиболее вероятная скорость ионов в представлении распределения скоростей Больцмана соответствует времени пролета для максимального ионного тока. Наиболее вероятная скорость ионов для плазмы аргона составила ~ 15 km/s, для ксенона — ~ 8.5 km/s, что соответствует кинетическим энергиям ~ 43 и ~ 47 eV соответственно. Значение наиболее вероятной скорости полезно при проведении оценочных расчетов. Другими важными значениями скорости являются арифметическая средняя и максимальная скорости разлета ионов. Максимальные значения скорости и кинетической энергии определяются моментом времени, где только начинается сигнал ионного тока. Вычисленные скорости для плазмы из аргона и ксенона представлены в таблице.

Максимальные значения энергии ионов в лазерной плазме с газоструйными мишенями из аргона и ксенона

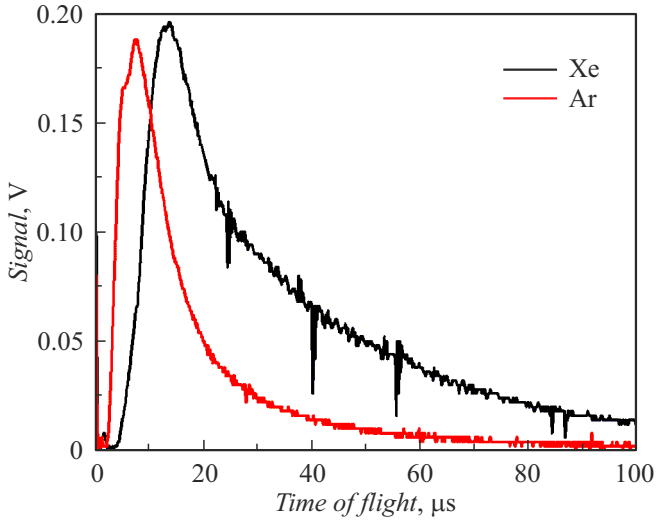

Рис. 5. Осциллограммы ионного тока из лазерной плазмы аргона и ксенона.

Скорость и кинетическая энергия ионов аргона и ксенона из лазерной плазмы

Газ	Наиболее вероятные значения	Арифметические средние значения	Максимальные значения
Аргон	15 km/s 43 eV	5.7 km/s 6.3 eV	42 km/s 340 eV
Ксенон	8.5 km/s 47 eV	3.2 km/s 6.7 eV	24 km/s 380 eV

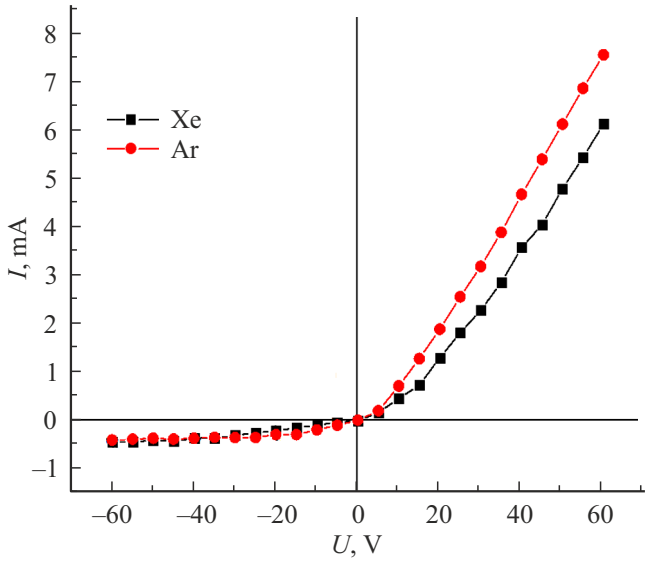

Рис. 6. Зондовые характеристики (ВАХ) для плазмы из аргона и ксенона.

составляют менее 400 eV. Это значительно меньше энергий ионов, наблюдаемых при возбуждении твердотельных и жидких мишеней [3,5–7]. Средняя энергия ионов значительно меньше наиболее вероятной и меньше, чем порог распыления большинства материалов.

По полученным осциллограммам ионного и электронного токов для момента времени, соответствующего максимуму ионного тока, строилась ВАХ зонда в диапазоне напряжений от -60 до $+60$ V. Зондовые характеристики для плазмы аргона и ксенона при давлении газа 8 bar на расстоянии зонда от искры 11 cm приведены на рис. 6.

На ВАХ электронный ток принят как положительный и соответствует напряжениям $U > 0$ V. Ионный ток на ВАХ отрицательный и соответствует напряжениям $U < 0$ V. При потенциале зонда больше 30 V (по модулю) ионный ток на зонд достигает насыщения. Дальнейший незначительный рост сигнала обусловлен увеличением эффективной площади сбора частиц с увеличением напряжения.

Получив из ВАХ ток насыщения ионов, по формулам (2)–(4) можно определить концентрации ионов вблизи зонда в соответствии с классическим методом анализа данных зонда Ленгмюра и методом анализа времени пролета ионов до зонда. Для плазмы аргона классический метод дает концентрацию $n_i = (0.5-1) \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$, метод анализа времени пролета — $n_i = 0.5 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Для ксенона классический метод дает концентрацию $n_i = (1.1-2.2) \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$, метод анализа времени пролета — $n_i = 1.3 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Диапазон значений, полученных классическим методом, обусловлен возможными значениями коэффициента α, зависящими сложным образом от геометрии зонда и приложенных потенциалов. Определить достоверный коэффициент α для случая движущейся лазерной плазмы не представляется возможным, потому нами проводился расчет для диапазона значений $\alpha = 0.35-0.7$, наблюдаемых при использовании цилиндрического зонда [9]. Температуры электронов, вычисленные по ВАХ в соответствии с формулой (3), составили ~ 5 eV для аргона и ~ 7 eV для ксенона. Температура ионов в лазерной плазме отлична от электронной температуры, плазма не термализована. Наиболее вероятные скорости ионов, обусловленные электронным движением с тепловой скоростью, составили 5.3 km/s для плазмы аргона и 3.3 km/s для плазмы ксенона. Наиболее вероятные скорости разлета ионов аргона составили 15 km/s, ксенона — 8.5 km/s. Таким образом, метод, учитывающий скорость разлета плазмы, должен давать более достоверный результат, так как направленная скорость дает больший вклад в ток на зонд. Результаты, полученные с учетом скорости разлета плазмы, входят в диапазон значений, полученных классическим методом обработки данных от зонда Ленгмюра.

Энергии ионов при возбуждении лазерным излучением газоструйной мишени оказались значительно меньше, чем при возбуждении мишеней других типов. Характерный поперечный размер плазмы, образующейся в газовой струе, составлял $\sim 200\,\mu$m [14], при этом диаметр струи-мишени в области фокусировки лазерного луча составлял ~ 1 mm. Таким образом, на пути ионов из области образования плазмы оставался слой неионизированного газа струи-мишени, составляющий $\sim 400\,\mu$m. Слой неионизированного газа на пути разлета ионов значительно тормозил частицы. Для демонстрации защитного эффекта был проведен дополнительный эксперимент. Зонд располагался на расстоянии 8 cm от лазерной искры ксенона при давлении газа на входе в сопло 8 bar. Излучение лазера фокусировалось в разных точках вдоль оси X (рис. 7, a). Таким образом менялся слой газа на пути от плазмы до зонда. Результаты отражены на рис. 7, b. Серым цветом схематично изображен градиент плотности струи.

На рис. 7, b представлены энергии ионов, соответствующие пику сигнала, т. е. наиболее вероятные энергии ионов. Ионы, образованные в плазме с одной плотностью мишени на расстояниях ± 0.3 mm от центра струи (черные квадратные точки на рис. 7, b), имеют разную кинетическую энергию. Ионы из плазмы в положении, ближнем к зонду, имеют более чем в два раза большие

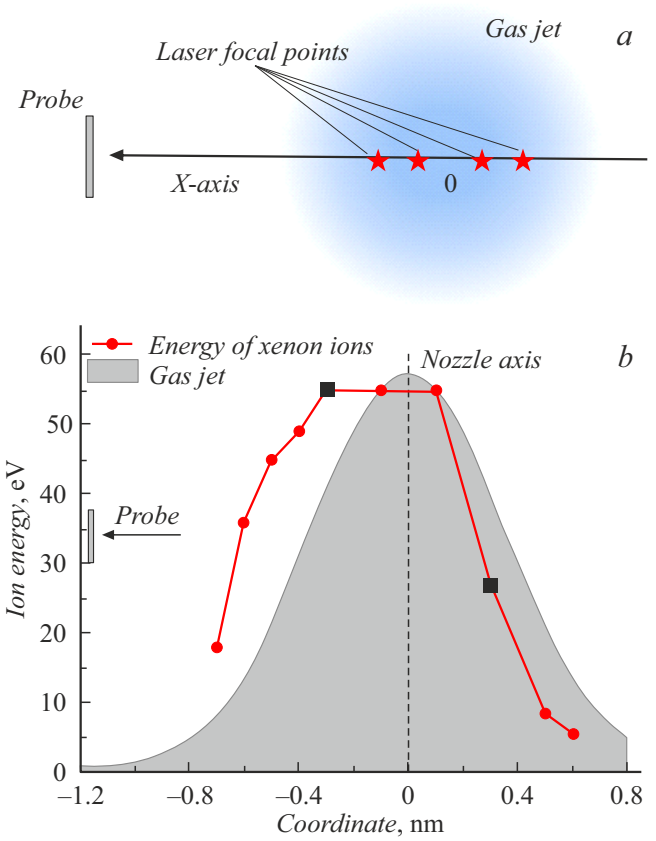

Рис. 7. *a* — схема эксперимента со смещением плазмы внутри газовой струи; *b* — энергия ионов в зависимости от положения плазмы в струе газа.

энергии в сравнении с ионами из плазмы в положении дальше от зонда. Ионы из области пробоя начинают разлет изотропно. Больший путь в потоке газа замедляет ионы. Концентрация ионов меняется незначительно и сохраняется равной $\sim 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$ на расстоянии 11 cm от лазерной искры при изменении ширины слоя газа на пути ионов из плазмы до зонда.

Концентрация ионов является важной характеристикой плазмы, но для практического применения и оценки влияния ионов в ЛПИ на близкорасположенные поверхности необходимым критерием является число ионов на единицу площади. Расчет количества ионов, падающих на единицу площади, проводился по вычислению интегрального заряда, зарегистрированного зондом. Для проведения оценки считаем, что все ионы имеют заряд $z = 1$. Такое допущение обосновано тем, что при пролете ионами через плотную периферийную часть струи также теряется и заряд. Так, бóльшая часть ионов, вылетевших из лазерной плазмы, будет иметь первую степень ионизации.

Расчет проводился для МРЗ с покрытием Mo/Be, именно эта многослойная структура эффективно отражает излучение с длиной волны 11.2 nm, для которой коэффициенты отражения достигают $\sim 70\,\%$. Оценивалось влияние ионов ксенона с наиболее вероятной кинетической энергией на Mo/Be МРЗ, располагаемое расстоянии 11 cm от ЛПИ. Наиболее вероятная энергия ионов — ~ 45 eV.

При взаимодействии ксенона с бериллием и молибденом порог распыления составляет 15 и 27 eV соответственно [19]. Большая часть ионов ксенона имеет энергии меньше порогового значения, так как среднее значение энергии ~ 7 eV. При расчете числа ионов необходимо учесть только количество ионов с энергией больше пороговой. Для ксенона на расстоянии 11 cm число ионов с энергией более 27 eV оценивалось по вычислению интегрального заряда, зарегистрированного зондом, и составило $N = 2.6 \cdot 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-2}$ за один лазерный импульс. При средней энергии ионов ксенона ~ 45 eV коэффициент распыления составляет ~ 0.0024 at/ion для бериллия и ~ 0.003 at/ion для молибдена [20].

Предполагается, что ЛПИ для литографической установки будет работать с частотой ~ 10 kHz. Для МРЗ на основе Mo/Be-структуры толщины слоев составляют ~ 4 nm для слоя Be и ~ 2 nm для слоя Mo. Время распыления слоя материала рассчитывается по формуле

$$t = \frac{dn}{j_i \alpha}, \tag{5}$$

где d — толщина слоя, n — концентрация атомов в слое, j_i — плотность потока ионов, $[\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}]$, α — коэффициент распыления.

Расчетное время распыления слоя Mo ионами ксенона составило 5.64 h непрерывной работы с частотой 10 kHz, слоя Be — 17.3 h. Из зависимости коэффициента отражения от числа слоев получаем зависимость отражательной способности от числа импульсов ЛПИ. График приведен на рис. 8.

В настоящей работе проводилась оценка времени жизни Mo/Be-зеркала при условии, что на него вли-

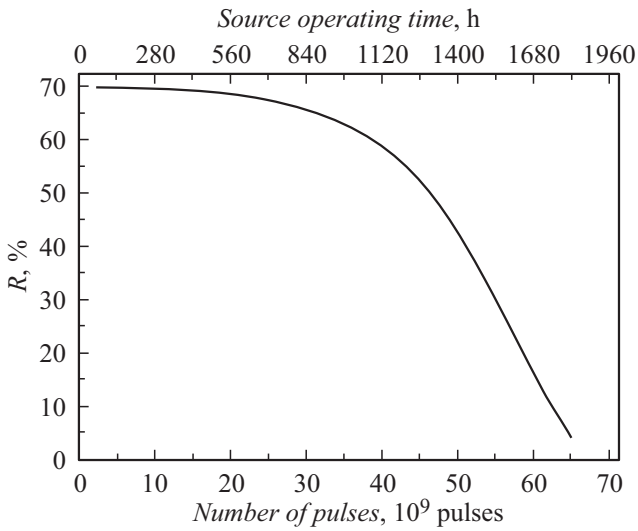

Рис. 8. Зависимость коэффициента отражения Mo/Be МРЗ от числа импульсов ЛПИ.

яют только ионы ксенона из ЛПИ. При работе ЛПИ с ксеноновой мишенью (энергия лазерного импульса 0.7 J, давление газа 8 bar) с частотой 10 kHz и вакууме в камере $\sim (4-8) \cdot 10^{-4}$ Torr коэффициент отражения МРЗ, расположенного на расстоянии 11 cm, изменится несущественно за первые $\sim 20 \cdot 10^9$ импульсов (~ 555 h непрерывной работы) и упадет на 10 % за $\sim 39 \cdot 10^9$ импульсов (~ 1084 h непрерывной работы). Примерно такое же время жизни зеркала демонстрируется при работе источника на основе капельной оловянной мишени с использованием системы защиты зеркала буферным газом. Таким образом, ЛПИ с газоструйной мишенью не нуждается в дополнительной газовой защите.

Заключение

Было проведено исследование параметров лазерной плазмы с газоструйными мишенями из аргона и ксенона с помощью металлического зонда, размещенного на расстоянии 11 cm от лазерной искры. В результате была оценена концентрация и энергия ионов, разлетающихся из лазерной плазмы с газоструйной мишенью.

Наиболее вероятные энергии ионов в ЛПИ с газоструйной мишенью составили менее 100 eV при возбуждении газоструйной мишени под давлением 8 bar излучением импульсного Nd:YAG-лазера с энергией 0.7 J. Периферийные части газовой струи выступают в качестве газовой защиты и тормозят быстролетящие ионы. Скорость ионов ксенона составила ~ 8.5 km/s.

Концентрация ионов в ЛПИ оценивалась как с помощью расчетов в соответствии с классическим методом Ленгмюра, так и с помощью метода учета времени пролета. Оба метода позволяют вычислить концентрации ионов в плазме, образованной при возбуждении газоструйной мишени под давлением 8 bar излучением импульсного Nd:YAG-лазера с энергией 0.7 J. Концентрации ионов в плазме из аргона и ксенона на расстоянии 11 cm от лазерной искры составили $\sim 10^{10}$ cm^{-3}.

В подобном ЛПИ при его работе с частотой 10 kHz МРЗ на основе Mo/Be-структуры потеряет 10 % от отражательной способности за более чем 1000 h непрерывной работы.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №21-72-30029-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Н.И. Чхало. *Новая концепция развития высокопроизводительной рентгеновской литографии* (ИФМ РАН, Нижний Новгород, 2024)
[2] Р.М. Смертин. Автореф. канд. дисс. (Нижний Новгород, ИФМ РАН, 2025)
[3] K. Takenoshita, C.S. Koay, S. Teerawattanasook, M.C. Richardson. Emerging Lithographic Technologies VIII ed. by SPIE, **5374**, 954 (2004).
[4] M. Kaku, S. Suetake, Y. Senba, S. Kubodera, M. Katto, T. Higashiguchi. Appl. Phys. Lett., **92**, 18 (2008). DOI: 10.1063/1.2924302
[5] H. Chen, X. Wang, L. Duan, H. Lan, Z. Chen, D. Zuo, P. Lu. J. Appl. Phys., **117**, 19 (2015).
[6] V. Bakshi. *EUV lithography* (SPIE, 2009)
[7] K. Umstadter, M. Graham, M. Purvis, A. Schafgans, J. Stewart, P. Mayer, D. Brown. Optical and EUV nanolithography XXXVI ed. by SPIE, **12494**, 334 (2023).
[8] H. Daido, S. Yamagami, M. Suzuki, H. Azuma, I.W. Choi, H. Fiedorowicz. Appl. Phys. B, **72** (3), 385 (2001).
[9] О.В. Козлов. *Электрический зонд в плазме* (Атомиздат, М., 1969)
[10] С.Г. Давыдов, А.Н. Долгов, А.С. Каторов, В.О. Ревазов, Р.Х. Якубов. Прикладная физика, **1**, 39 (2021).
[11] S. A. Irimiciuc, S. Chertopalov, J. Lancok, V. Craciun. Coatings, **11** (7), 762 (2021).
[12] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1963)
[13] А.А. Перекалов, В.Е. Гусева, А.Н. Нечай, Н.И. Чхало, П.А. Вепрев, А.И. Артюхов. ЖТФ, **95** (9), 1639 (2025).
[14] А.Н. Нечай, В.Е. Гусева, А.А. Перекалов, Н.И. Чхало. ЖТФ, **95** (7), 1289 (2025).
[15] M.A. Korepanov, M.R. Koroleva, E.A. Mitrukova. J. Phys.: Conf. Series, **2057** (1), 012016 (2021).
[16] А.В. Водопьянов, С.А. Гарахин, И.Г. Забродин, С.Ю. Зуев, А.Я. Лопатин, А.Н. Нечай, А.Е. Пестов, А.А. Перекалов, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Р.М. Смертин, Б.А. Уласевич, Н.И. Чхало. Квантовая электроника, **51** (8), 700 (2021).
[17] V.E. Guseva, A.N. Nechay, A.A. Perekalov, N.N. Salashchenko, N.I. Chkhalo. Appl. Phys. B, Lasers and Optics, **129** (10), 155 (2023).
[18] S.A. Irimiciuc, S. Gurlui, G. Bulai, P. Nica, M. Agop, C. Focsa. Appl. Surf. Sci., **417**, 108 (2017).
[19] R.W. Coons, S.S. Harilal, D. Campos, A. Hassanein. J. Appl. Phys., **108**, 6 (2010).
[20] Н.В. Плешивцев. *Катодное распыление* (Атомиздат, М., 1968)