

05

Анализ прошедшего через плазму лазерного излучения как метод оценки внутренних параметров лазерной плазмы

© П.С. Буторин¹, А.В. Белашов¹, С.Г. Калмыков¹, М.Э. Сасин¹, П.Ю. Сердобинцев^{2,3}

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
197101 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: butorin_ps@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 15.08.2023 г.

В окончательной редакции 11.12.2023 г.

Принята к публикации 18.12.2023 г.

Описана методика, позволяющая получить распределение поглощенной энергии лазерного импульса по поперечному сечению лазерной плазмы. Создающее плазму инфракрасное лазерное излучение одновременно играет роль излучения, зондирующего ее. Картина распределения энергии по сечению луча увеличивается до макроскопических размеров, обеспечивая пространственное разрешение для области, занимаемой плазмой, до нескольких единиц/десятков микрон. Полученные результаты позволяют сделать заключение о распределении температуры по сечению плазмы.

Ключевые слова: лазерная искра, лазер, поглощение излучения, параметры лазерной плазмы, инфракрасное излучение.

DOI: 10.61011/OS.2023.12.57404.5493-23

Введение

Настоящая работа является частью исследований лазерной плазмы, создаваемой на газоструйной Хе-мишени, которые были начаты в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 2014 г. [1–3]. Такая плазма рассматривалась в них в качестве источника рабочего излучения в EUV (Extreme Ultra Violet) диапазоне для нанолитографии. Мотивацией этих исследований стало высказанное в 2013 г. в Институте физики микроструктур РАН (ИФМ) предложение о возможной ветви литографии — с длиной волны около 11 нм [4,5]. В этом случае можно было бы использовать источник с Хе-плазмой, интенсивность излучения которой на $\lambda \approx 11$ нм почти на порядок выше, чем на $\lambda = 13.5$ нм — длине волны, используемой в современной литографии. Такой источник был бы „чистым“, не порождающим потока загрязнений, относительно простым и дешевым по сравнению с источником тоже лазерно-плазменным, но с микрокаплями олова в качестве мишени, который промышленная литография вынуждена использовать в погоне за высокой интенсивностью EUV-излучения [6].

Первоначальной целью исследований в ФТИ было увеличение эффективности источника EUV-излучения до уровня, приемлемого в промышленной нанолитографии. В результате было продемонстрировано рекордное на настоящий момент для Хе-плазмы значение эффективности конверсии лазерной энергии в энергию излучения с длиной волны $\lambda = 11.4$ нм: $CE \approx 4\%$ [7]. В работе [8], выполненной в ИФМ, для такого же

источника, но при других экспериментальных условиях, и для $\lambda = 10.8$ нм, конверсионная эффективность составила $CE = 1.8\%$.

Описанные в [7] и [9] совместные измерения энергии, излучаемой плазмой в EUV-диапазоне, и поглощения в ней энергии лазерного импульса как функции от размера плазмы (т.е. диаметра лазерного луча) показали выраженное сходство этих двух функций: максимумы и поглощения, и излучения наблюдались, когда плотная часть газовой струи облучалась широким лазерным лучом ($\varnothing_{\text{las}} \approx 400 \mu\text{m}$). Если же мишень находилась в области фокуса ($\varnothing_{\text{las}} \approx 50 \mu\text{m}$), т.е. при наибольшей плотности мощности лазерного пучка ($\approx 2 \text{ TW/cm}^2$), значения обеих величин были наименьшими, при этом различие между максимумами и минимумами составляло 5–10 раз. Причина такого повышения поглощения/излучения при увеличении размеров лазерно-плазменного образования была объяснена на основе гипотезы о гидродинамическом истечении плазмы за пределы облучаемой лазером области, которое сокращает время существования плотной поглощающей и интенсивно излучающей плазмы, при этом чем больше диаметр лазерного луча, тем дольше существует созданная им плазма. Такая зависимость существует до тех пор, пока интенсивность лазерного излучения не окажется слишком низкой — недостаточной для возбуждения и нагрева плазмы.

В [9] также было показано, что результаты измерений поглощения инфракрасного (ИК) излучения лазера в со-

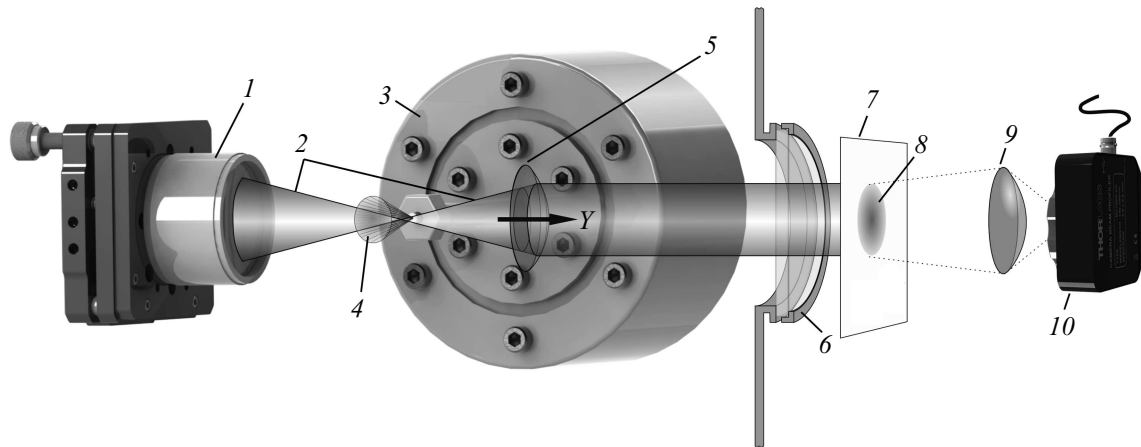


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. На схеме: 1 — фокусирующий объектив, 2 — луч Nd:YAG-лазера, 3 — генератор газовой струи-мишени, 4 — сверхзвуковая микроструя Xe, 5 — линза, превращающая расходящийся лазерный луч в параллельный, 6 — стеклянное окно, через которое лазерное излучение выводится из вакуумной камеры, 7 — рассеивающий экран, 8 — изображение сечения лазерного луча на экране, 9 — линза, переносящая изображение сечения луча на ПЗС-матрицу, 10 — ПЗС-датчик.

зданной им плазме могут рассматриваться как средство оценки внутренних параметров лазерной Xe-плазмы. Анализ поглощения позволил оценить ее температуру и средний ионный заряд. Отметим, что до настоящего времени в экспериментах изучалось лишь излучение лазерной плазмы. Анализ его свойств осложняется, с одной стороны, неравновесностью лазерной плазмы (непланковской формой спектра), а с другой — отсутствием в спектрах дискретных линий [10]. В результате стандартные спектроскопические методы диагностики плазмы [11,12] оказываются неприменимыми.

В [9] описываются измерения интегрального по времени и поперечному сечению плазмы поглощения. Настоящая работа посвящена исследованиям пространственной структуры поглощения с высоким пространственным разрешением. Прошедший через плазму и частично поглощенный ею лазерный луч 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 „ИКСкопии“ используется зондирующее излучение оптического диапазона, которое 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 $50\ \mu\text{m}$, когда луч лазера остро сфокусирован на ось струи, ограничивается уже дифракционным пределом, который для излучения Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1.064\ \mu\text{m}$) составляет $1\text{--}2\ \mu\text{m}$.

Экспериментальная установка

Измерения проводились на установке, схема которой изображена на рис. 1.

Во всех выполненных экспериментах генератором создающего плазму излучения являлся многомодовый Nd:YAG-лазер ($\lambda = 1.064\ \mu\text{m}$) с энергией импульса $E_{\text{las}} = 1\text{--}1.4\ \text{J}$ и длительностью $\tau_{\text{las}} \approx 10\ \text{ns}$ (FWHM — Full Width at Half Magnitude). На выходе из лазера диаметр луча составлял $\Phi_{\text{las}} = 8\text{--}10\ \text{mm}$, паспортная расходимость $\Theta_{\text{las}} = 1.5\ \text{mrad}$. После выхода из лазера луч попадал в телескоп-расширитель, на выходе из которого диаметр луча увеличивался до $\Phi_{\text{expand}} = 26\text{--}29\ \text{mm}$, вызывая соответствующее уменьшение расходимости: $\theta_{\text{expand}} = 0.5\ \text{mrad}$. Расширенный пучок вводился в вакуумную камеру через окно и затем фокусировался на мишень с помощью специально разработанного безаберрационного объектива с фокусным расстоянием $F_{\text{lens}} = 82\ \text{mm}$. Мишенью служила импульсная осесимметричная сверхзвуковая микроструя Xe, вытекающая из сопла Лавала (критический диаметр — $0.2\ \text{mm}$, выходной — $1.1\ \text{mm}$, длина — $13\ \text{mm}$) в вакуум. Оси струи и лазерного луча (Y) пересекались под прямым углом. Во всех описанных экспериментах точка пересечения располагалась на расстоянии $1\ \text{mm}$ от среза сопла. Импульсы газа были синхронизированы с лазерными так, что последние индуцировались при установлении квазистационарного режима истечения струи. Распределения плотности Xe по радиусу и длине газоструйной мишени были рассчитаны для различных экспериментальных условий с помощью численного моделирования [13,14].

На рис. 2, *a* показано радиальное распределение концентрации атомов Xe в мишени в условиях настоящей работы. Фоновое давление остаточного газа в вакуумной камере обычно составляло $\approx 10^{-4}\ \text{mm Hg}$. Генератор струи был смонтирован на позиционере, что позволяло

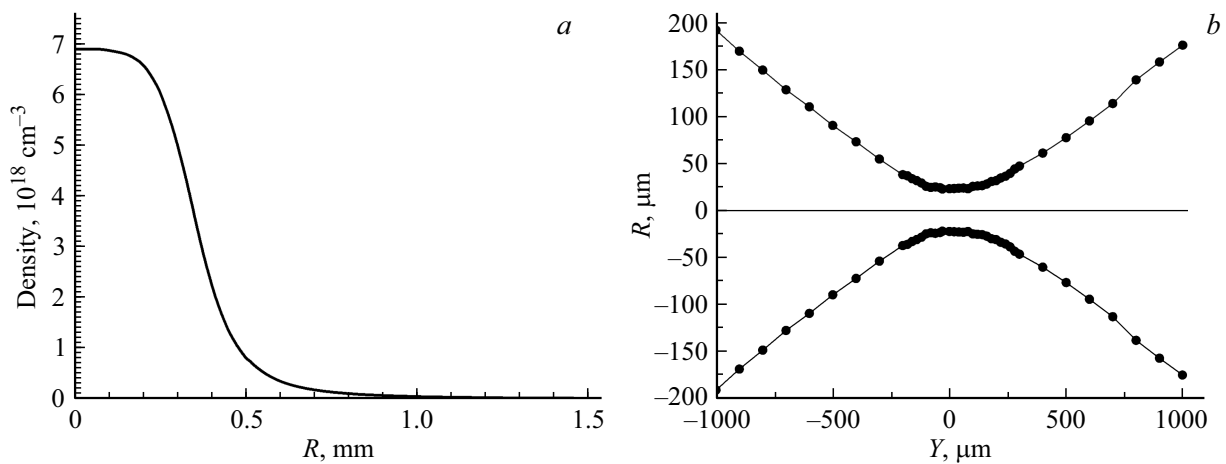


Рис. 2. (а) Радиальное распределение концентрации атомов в струе-мишени на расстоянии 1 мм от выхода из сопла и при давлении перед входом в сопло $P_0 = 13$ atm. Точка $R = 0$ находится на оси струи. (б) Эффективный радиус лазерного луча как функция координаты Y — вдоль оси луча. Черные точки представляют собой эффективные радиусы луча, измеренные фоточувствительной ПЗС-матрицей.

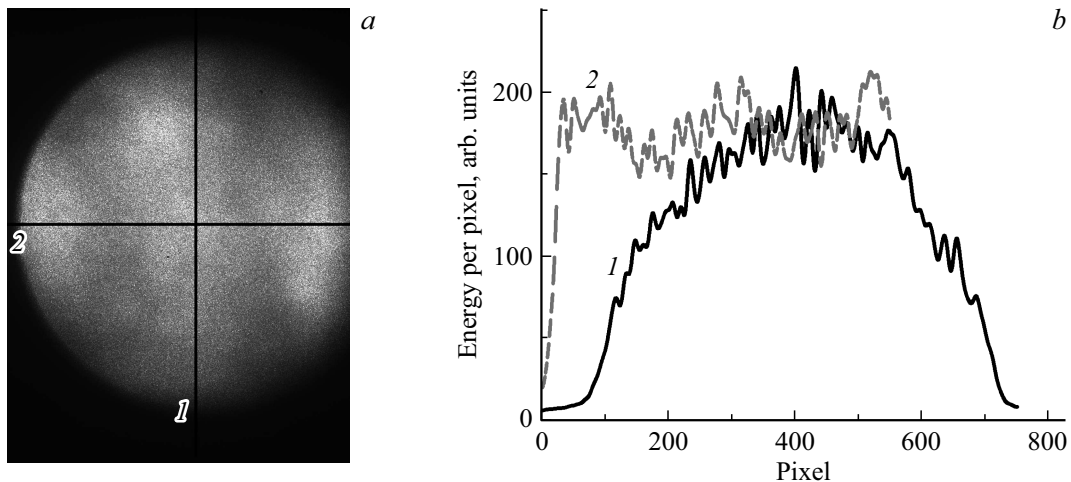


Рис. 3. (а) Зафиксированное на ПЗС-датчике распределение энергии по поперечному сечению ИК луча лазера; (б) распределения по двум взаимно перпендикулярным направлениям: вдоль вертикального диаметра (1) и вдоль горизонтального диаметра (2).

перемещать сопло от импульса к импульсу по всем трем координатам относительно фиксированного положения фокуса с точностью до $5 \mu\text{m}$. При перемещении сопла вдоль оси лазерного луча (Y) изменялось расстояние между осью струи и фокусом, соответственно изменялся и диаметр луча в месте его пересечения со струей (рис. 2, б, а также [15]). В области пересечения оси лазерного пучка с осью газовой струи возникала плазма.

Расходящийся после прохождения через фокус луч (как при наличии плазмы, так и в ее отсутствие) с помощью линзы, установленной внутри вакуумной камеры, преобразовывался в параллельный, через окно выводился из камеры и падал на рассеивающий экран. Изображение его сечения на экране с помощью еще одной линзы переносилось на ПЗС-матрицу — измеритель параметров лазерного луча (Beam profiler BC 106-M фирмы Thorlabs Inc., USA). Этот прибор

имеет пространственное разрешение (размер пикселя ПЗС-матрицы) $6 \mu\text{m}$ и позволяет измерять диаметр луча, начиная от наименьшего значения $30 \mu\text{m}$.

Зафиксированные на матрице распределения плотности энергии по сечению прошедшего через плазму луча (W_{tr}) и луча, прошедшего через вакуум, когда импульс подачи Хе не включался (W_0), позволяли определить плотность поглощенной плазмой энергии, $W_{\text{abs}} = W_0 - W_{\text{tr}}$.

Полученные результаты

Зафиксированные на ПЗС-матрице распределения плотности лазерной энергии усреднялись по 15–20 импульсам для устранения разброса их формы от импульса к импульсу. Характерный вид усредненного распределе-

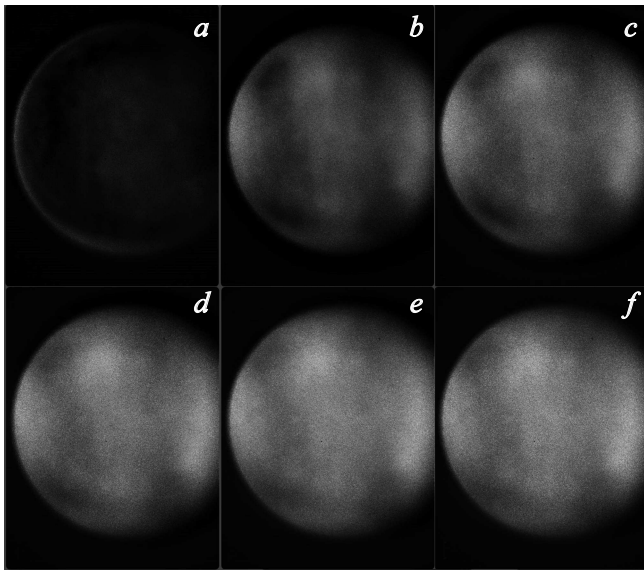


Рис. 4. Распределение плотности поглощённой энергии, $W_{\text{abs}} = W_0 - W_{\text{tr}}$, по сечению лазерного луча для: *a* — $Y = 0$, *b* — $Y = 200 \mu\text{m}$, *c* — $Y = 400 \mu\text{m}$, *d* — $Y = 600 \mu\text{m}$, *e* — $Y = 800 \mu\text{m}$, *f* — $Y = 1000 \mu\text{m}$.

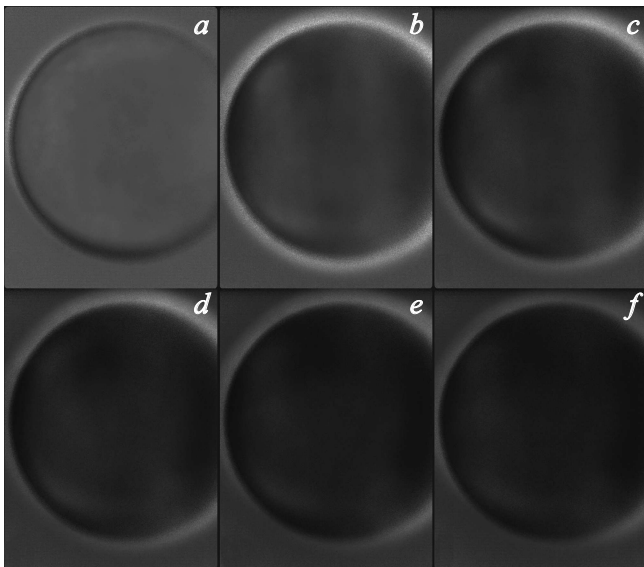


Рис. 5. Распределение по сечению поглощенной в плазме доли лазерного излучения, W_{abs}/W_0 , для *a* — $Y = 0$, *b* — $Y = 200 \mu\text{m}$, *c* — $Y = 400 \mu\text{m}$, *d* — $Y = 600 \mu\text{m}$, *e* — $Y = 800 \mu\text{m}$, *f* — $Y = 1000 \mu\text{m}$.

ния энергии в отсутствие плазмы приведен на рис. 3, *a*. Видимая на этом рисунке неоднородность распределения связана с многомодовой структурой лазерного луча.

Измерения с плазмой проводились для 6 положений газоструйной мишени на оси лазерного луча Y : $Y = 0$ (в геометрическом фокусе), 200, 400, 600, 800 и 1000 μm . Полученные распределения плотности поглощённой энергии W_{abs} для всех шести случаев приведены на рис. 4.

Распределения относительной доли поглощенной энергии, W_{abs}/W_0 , приведены на рис. 5. На всех изображениях этого рисунка обращает на себя внимание более светлая кольцевая область на краю, которую можно воспринять как некоторое увеличение поглощенной доли. Однако наиболее вероятное объяснение этого явления — преломление ИК излучения в краевой, градиентной области плазмы. Коэффициент преломления электромагнитных волн в плазме, среде со свободными электронами, $n < 1$. Поэтому выпуклая поверхность плазменного образования в отличие от стеклянной линзы с $n > 1$ дефокусирует световой луч, выводит излучение его периферической зоны за апертуру приемной оптики, что выглядит как поглощение. Ширина кольцевой области, где проявляется этот краевой эффект, описывает зону, где происходит уменьшение концентрации свободных электронов и соответственно ионов. В остальной, внутренней части луча, распределение поглощенной доли весьма однородно (рис. 6). На этом рисунке показаны локальные значения поглощенной доли в различных точках поперечного сечения луча для трех положений мишени на оси Y .

Заканчивая текущий раздел, отметим, что обработка первичных изображений на ПЗС-матрице (таких, как показано на рис. 3, *a*) выполнялась с помощью программного пакета Matlab.

Обсуждение и заключение

Измеренные величины поглощенной доли находятся в хорошем соответствии с полученными ранее при проведении интегральных по времени и по сечению пучка измерений [9]. В обоих случаях относительная поглощенная в плазме доля лазерного излучения при острой фокусировке луча на ось струи ($Y = 0$) составила $\approx 10\%$, а для расширенного пучка (например, $Y = 1000 \mu\text{m}$) — около 65%.

Как известно из теории распространения электромагнитных волн в плазме, коэффициент поглощения можно представить через параметры плазмы [16],

$$\mu = \frac{4\pi e^2 n_e v_{ei}}{m_e c \omega^2} = \frac{4\pi e^2 n_e n_i \langle \sigma_{ei} v_e \rangle}{m_e c \omega^2} = \frac{16\pi^2 e^6 L_C n_i^2 \langle Z \rangle^3}{(3m_e)^{3/2} c \omega^2 (k_B T)^{3/2}}, \tag{1}$$

где n_i — концентрация ионов плазмы, равная концентрации атомов газа, $n_e = \langle Z \rangle n_i$ — концентрация электронов, $\langle Z \rangle$ — средний заряд иона, v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений, σ_{ei} — сечение кулоновских столкновений, T_e — температура электронов, v_e — их тепловая скорость, $\langle \sigma_{ei} v_e \rangle$ — усреднение по ансамблю скоростей, L_C — кулоновский логарифм, k_B — постоянная Больцмана, ω — угловая частота лазерного излучения, e и m_e — заряд и масса электрона соответственно, c — скорость света.

Для реализации диагностического подхода, механизм которого подробнее описан в [9], необходимо получить коэффициент поглощения μ из эксперименталь-

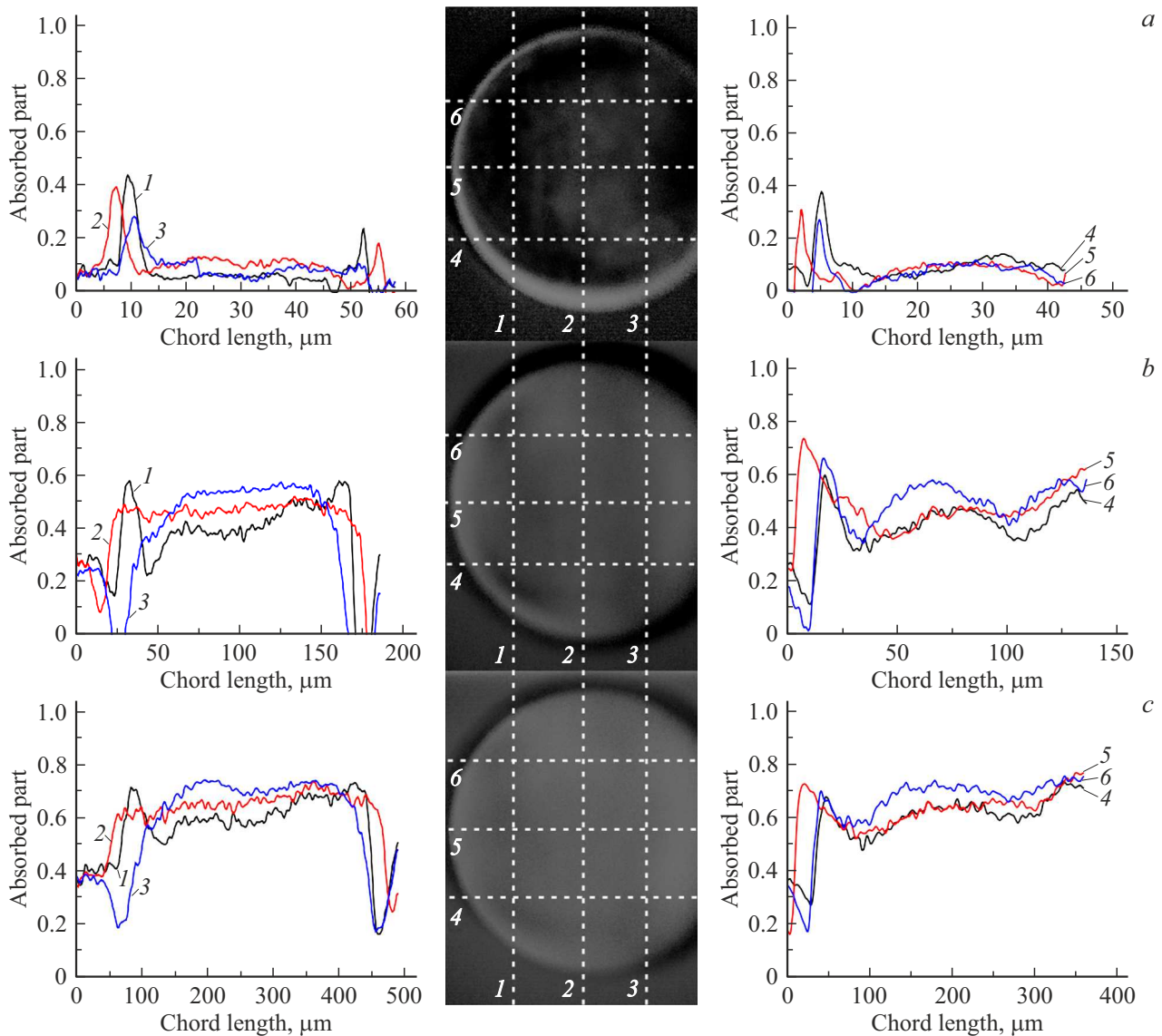


Рис. 6. В центре — распределенная по сечению поглощенная в плазме доля лазерного излучения. Слева — распределение поглощённой доли вдоль вертикальных (1, 2, 3) хорд. Справа — вдоль горизонтальных (4, 5, 6) хорд. Все графики приведены для пространственных точек вдоль оси луча с координатами *a* — $Y = 0$, *b* — $Y = 400 \mu\text{m}$, *c* — $Y = 1000 \mu\text{m}$.

ных данных. Для измеренного отношения W_{abs}/W_0 значение μ , усредненное по эффективной длине поглощения в плазме L_{pl} , определяется из соотношения $W_{\text{tr}}/W_0 = 1 - W_{\text{abs}}/W_0 = \exp(-\mu L_{pl})$. С другой стороны, можно получить рассчитанное при разных температурах плазмы значение $\mu(T)$, дополнив уравнение (1) разработанным и описанным в [9] методом вычисления среднего ионного заряда неравновесной короткоживущей плазмы, который связывает параметры T и $\langle Z \rangle$. Затем, сравнив экспериментальное значение μ с рассчитанным, можно оценить как T , так и $\langle Z \rangle$.

Однородность пространственного распределения поглощения (рис. 6) в сочетании с (1) свидетельствуют об однородности распределения по сечению температуры плазмы, так как, с одной стороны, средний ионный заряд

также является функцией температуры [9], а с другой — из рис. 2, *a* видно, что при всех рассматриваемых нами диаметрах плазмы ($50 \mu\text{m} \leq \varnothing_{pl} \leq 400 \mu\text{m}$) радиальное распределение концентрации атомов в струе практически однородно. Однородность распределения температуры, в свою очередь, объясняется радиационным типом потерь тепловой энергии плазмы, состоящей из многоэлектронных атомов/ионов.

В отличие от транспортных потерь (теплопроводность, диффузия), приводящих к формированию градиентов температуры и плотности частиц от периферии к центру плазменного образования и, как следствие, к возникновению направленных наружу из плазмы потоков тепла и вещества, радиационные потери локальны, и в прозрачной для своего излучения плазме каждый

элементарный объем излучает однородно в полный телесный угол в пространство за пределы плазмы. Кроме того, мощность излучения сильно зависит от температуры (например, мощность излучения равновесной плазмы $\sim T^4$), так что даже относительно небольшая неоднородность температуры вызывала бы существенную неоднородность локальных радиационных потерь тепла. Иными словами, радиационный тип энергобаланса плазмы приводит не только к выравниванию температуры по пространству, но и к своеобразной „термостабилизации“ — такую плазму трудно нагреть выше некоторой температуры, определяемой ее химическим составом, плотностью, оптической толщиной, степенью равновесности.

Как в настоящей работе, так и в [9] определялись интегральные по времени существования плазмы величины поглощения энергии лазерного импульса. Именно это обстоятельство потребовало в [9] применения гипотезы о гидродинамическом истечении плазмы из освещаемой лазером области для вывода коэффициента поглощения из усредненных экспериментальных результатов. Чтобы получить более объективные, корректные данные о температуре, концентрации и величине среднего ионного заряда плазмы, необходимо иметь мгновенные значения поглощаемой в плазме мощности лазерного излучения. Для этого планируются измерения поглощения с высоким разрешением по времени (порядка десятых долей наносекунды).

Финансирование работы

Настоящая работа выполнена в соответствии с Госзаданием (№ 0040-2019-0001) при частичной поддержке фондом развития теоретической физики и математики „БАЗИС“ — грант #22-1-5-81-1.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.V. Zabrodskiy, Yu.M. Zadiranov, S.G. Kalmykov, A.M. Mozharov, M.V. Petrenko, M.E. Sasin, R.P. Seisyan. *Tech. Phys. Lett.*, **40** (15), 668 (2014).
- [2] В.П. Белик, С.Г. Калмыков, А.М. Можаров, М.В. Петренко, М.Э. Сасин. *Письма в ЖТФ*, **43** (22), 1001 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.22.45255.16957
- [3] П.С. Буторин, Ю.М. Задиранов, С.Ю. Зуев, С.Г. Калмыков, В.Н. Полковников, М.Э. Сасин, Н. И. Чхало. *ЖТФ*, **88** (10), 1554 (2018). DOI: 10.21883/JTF.2018.10.46501.2477
- [4] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *AIP Adv.*, **3**, 082130 (2013).
- [5] N.I. Chkhalo, N.N. Salashchenko. *Proc. 2013 Int. Workshop on EUV and SXR Sources*. URL: <https://www.euvlitho.com/2013/S19.pdf>
- [6] I. Fomenkov. *Proc. 2018 Source Workshop*. URL: <https://www.euvlitho.com/2018/S1.pdf>
- [7] S. Kalmykov, P. Butorin, M. Sasin. *J. Appl. Phys.*, **126**, 103301 (2019).
- [8] N. Chkhalo, S. Garakhin, A. Lopatin, A. Nechay, A. Pestov, V. Polkovnikov, N. Salashchenko, N. Tsybin, S. Zuev. *AIP Adv.*, **8**, 105003 (2018).
- [9] S. Kalmykov, P. Butorin, M. Sasin, V. Zakharov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 105203 (2022).
- [10] K. Fahy, P. Dunne, L. McKinney, G. O’Sullivan, E. Sokell, J. White, A. Aguilar, J.M. Pomeroy, J.N. Tan, B. Blagojevic, E.-O. LeBigot, J.D. Gillaspay. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, 3225 (2004). DOI: 10.1088/0022-3727/37/23/003
- [11] В. Лохте-Хольтгревен. *Методы исследования плазмы*, 1 изд. (Мир, М., 1971).
- [12] Г. Грим. *Спектроскопия плазмы*, 1 изд. (Атомиздат, М., 1969).
- [13] A.V. Garbaruk, M.S. Gritskevich, S.G. Kalmykov, A.M. Mozharov, M.E. Sasin. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 025201 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/50/2/025201
- [14] А.В. Гарбарук, Д.А. Демидов, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин. *ЖТФ*, **81** (6), 20 (2011).
- [15] A.V. Belashov, P.S. Butorin, Yu.M. Zadiranov, S.G. Kalmykov, V.A. Maximov, M.E. Sasin, P.Yu. Serdobintsev. *Opt. Spectrosc.*, **128**, 1328–1331 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X2008007X
- [16] Y.P. Raizer. *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991), p. 33–51.