

03:04

Поглощение лазерного излучения в создаваемой им плазме при использовании газовых микроструй в качестве мишеней

© Д.А. Борисевичус¹, В.В. Забродский², С.Г. Калмыков^{2,¶},
М.Э. Сасин², Р.П. Сейсян²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

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

Поступило в Редакцию 22 марта 2016 г.

Обнаружен верхний предел поглощения лазерного излучения в плазме, созданной им на Хе газоструйной мишени со средней плотностью $(3-6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и эффективным диаметром 0.7 mm. Он составляет $\approx 50\%$ и остается неизменным при любых вариациях плотности в этом диапазоне. Этот результат расходится как с теоретическими оценками, которые предсказывали практически полное поглощение, так и с результатами более ранних экспериментов с лазерной искрой в неограниченном стационарном Хе такой же плотности, где он был близким к 100%. Анализ показывает, что нелинейность поглощения и неравновесность лазерной плазмы приводят к уменьшению коэффициента поглощения электромагнитного излучения в ней, что вместе с ограниченностью ее размера может объяснить полученные экспериментальные результаты.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.44089.16254

Исследования источника рабочего излучения на основе лазерной плазмы, возбуждаемой на Хе газоструйной мишени, прекратились около 10 лет тому назад из-за недостаточно высокой его эффективности [1]. При этом без ответа остался вопрос, в чем причина низкой яркости этого источника. Поэтому в ФТИ им. А.Ф. Иоффе было возобновлено изучение физических процессов в плазме такого источника. В частности, было измерено поглощение лазерной плазмой иницирующего ее излучения в стационарных неограниченных газах [2,3]. В последнее

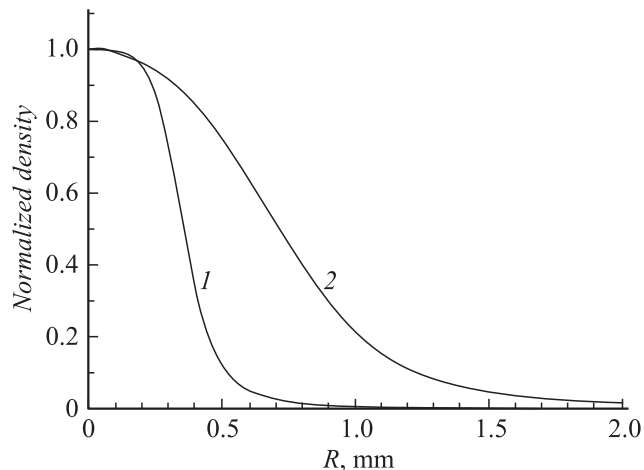


Рис. 1. Радиальные профили распределения атомарной концентрации Хе для двух типов газоструйных мишеней: 1 — „узкая струя“, расстояние от выходного отверстия сопла $\Delta X = 1$ mm; 2 — „широкая струя“, $\Delta X = 4$ mm.

время интерес к подобным измерениям возродился и в промышленной литографии [4]. Было обнаружено, что в лазерной плазме, создаваемой на металлическом олове, поглощаемая доля лазерного излучения составляет 60–70%, и была показана связь эффективности источника с величиной поглощения. В настоящей работе представлены измерения поглощения лазерного излучения в плазме, порождаемой им на сверхзвуковых микроструях Хе разного эффективного диаметра и различной плотности.

Применялись два типа Хе газоструйных мишеней: „узкая струя“, когда эффективный диаметр струи (FWHM — ширина на полувысоте) составляет 0.7 mm, и „широкая струя“, когда диаметр струи в 2 раза больше — 1.4 mm. Распределения атомарной концентрации в струе, полученные с помощью численного гидродинамического моделирования истечения газа из сопла Лавала в вакуум [5], показаны на рис. 1. В соответствии с этими расчетами, для реализации режима узкой струи фокус лазерного луча устанавливался на расстоянии $\Delta X = 1$ mm от выходного отверстия сопла, а для получения режима широкой струи — на расстоянии $\Delta X = 4$ mm.

Искра возбуждалась лазером Nd:YAG с длиной волны $\lambda = 1064 \text{ nm}$ и энергией в импульсе $\approx 750 \text{ mJ}$. Фокус луча, перпендикулярного к струе, с точностью $\approx 50 \mu\text{m}$ находился на ее оси. Длительность импульса составляла $\approx 10 \text{ ns}$ (FWHM).

Поверхностно-барьерные Si фотодиоды с широкой спектральной полосой [6,7] применялись для регистрации интенсивности как прошедшего сквозь плазму лазерного излучения, так и свечения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне.

Для повышения достоверности результатов измерения прошедшей через плазму доли лазерного излучения были повторены трижды в двух оптических конфигурациях (рис. 2). На рис. 3 показаны результаты измерений. В трех из показанных на рисунке четырех случаев плазма возбуждалась на мишени типа узкой струи, в четвертом случае использовалась широкая струя.

Большой разброс от импульса к импульсу интенсивностей лазерного излучения отражает сильную нестабильность генерации лазера перед самым выходом его из строя. Определить долю поглощенного излучения для случая широкой и относительно разреженной струи ($\Delta X = 4 \text{ mm}$, рассчитанная в [5]) плотность газа на оси $n_{axis} = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) при таком разбросе не представляется возможным; ясно только, что в пределах погрешности измерений ее величина не превышает 10%, что не противоречит теоретическим ожиданиям.

Опыты с узкой струей ($\Delta X = 1 \text{ mm}$) были проведены при трех различных давлениях газа перед входом в сопло, т.е. при трех значениях плотности мишени (приводятся значения атомарной концентрации на оси струи, рассчитанные в [5]): $n_{axis} = 3.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{axis} = 6.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $n_{axis} = 6.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Оказалось, что поглощение во всех этих экспериментах с узкой струей практически одинаково: величины пропускания для всех трех плотностей концентрируются вблизи величины 57–59%, т.е. доля поглощенной энергии составляет около 42%. Этот результат противоречит наблюдениям в [2], где в лазерной искре, возбуждаемой в неограниченном стационарном Хе при тех же плотностях, поглощение ИК лазерного излучения было близким к 100%. Также он расходится с приводимой ниже теоретической оценкой.

Классический столкновительный коэффициент поглощения электромагнитной волны в плазме определяется ее параметрами:

$$\mu = \frac{4\pi e^2}{m_e c} \frac{n_e v_{ei}}{\omega_{las}^2} = \frac{4\pi e^2}{m_e c} \frac{n_e n_i \langle \sigma_{ei} V_e \rangle}{\omega_{las}^2} = \frac{16\pi^2 e^6}{(3m_e)^{3/2} c} L_C \frac{Z^3 n_i^2}{\omega_{las}^2 (k_B T_e)^{3/2}}. \quad (1)$$

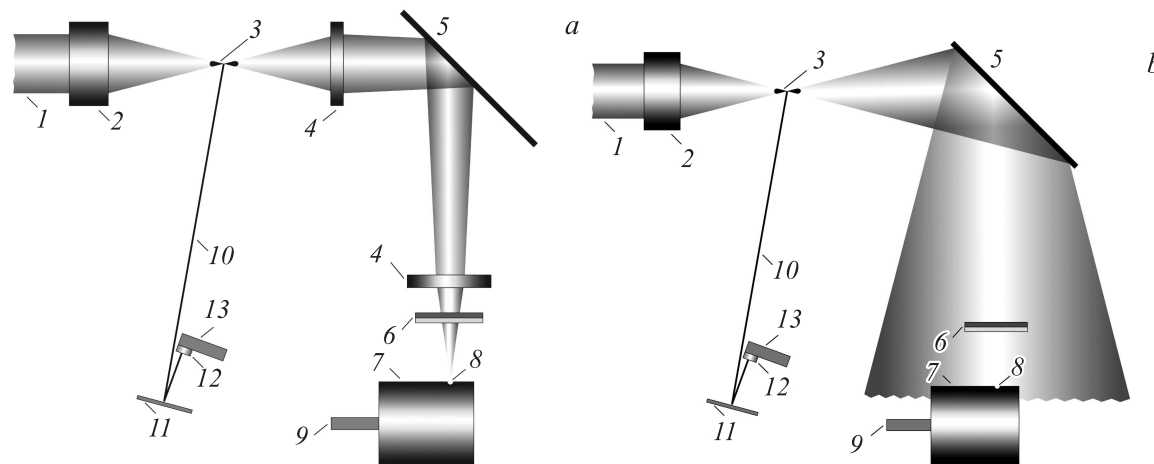


Рис. 2. Варианты оптической схемы в экспериментах по измерению доли прошедшего через плазму лазерного излучения: *a* — собирается весь прошедший через плазму световой поток; *b* — для анализа используется только центральная часть луча. Газовая струя-мишень Xe направлена из глубины рисунка перпендикулярно его плоскости. 1 — ИК лазерный луч; 2 — линза, фокусирующая его на газоструйную мишень; 3 — область фокуса ИК-луча и плазма; 4 — линзы, собирающие и формирующие непоглощенный лазерный свет; 5 — поворотное зеркало; 6 — полосовой ИК и ослабляющий светофильтры; 7 — полость-гомогенизатор непоглощенного излучения; 8 — входное отверстие полости; 9 — фотодиод; 10 — луч наблюдения за EUV-излучением плазмы; 11 — многослойное интерференционное зеркало; 12 — многослойный Mo/Si спектральный фильтр; 13 — Si фотодиодный приемник излучения.

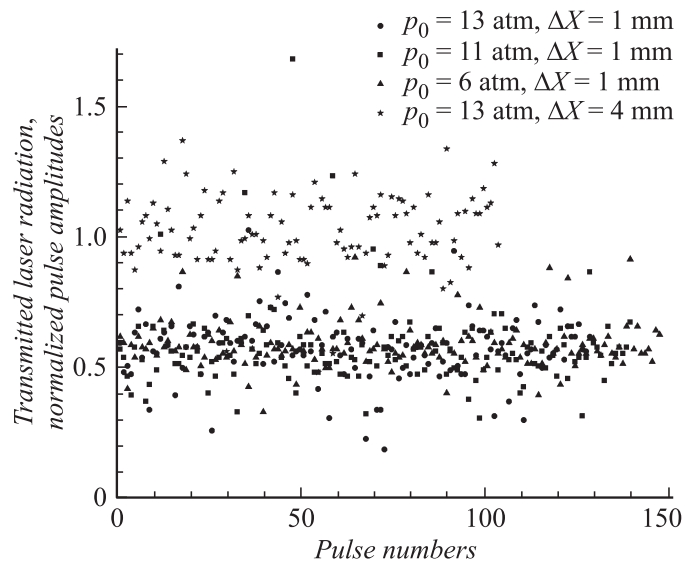


Рис. 3. Измерения непоглощенной доли лазерного излучения при различных экспериментальных условиях. На оси абсцисс — номера лазерных импульсов. На оси ординат — значения амплитуды прошедшего через плазму лазерного импульса, нормированной на среднюю амплитуду импульсов для случая, когда газоструйная мишень отсутствует и плазма не возникает (значение 1.0 на оси ординат).

Здесь: n_i — концентрация ионов плазмы, Z — средний ионный заряд, $n_e = Zn_i$ — электронная концентрация, T_e — температура электронов, V_e — их тепловая скорость, ν_{ei} — частота электрон-ионных соударений, σ_{ei} — их сечение, ω_{las} — круговая частота лазерного излучения, k_B — постоянная Больцмана, e и m_e — соответственно заряд и масса электрона, c — скорость света, $L_C \approx 7$ — кулоновский логарифм. Выражение (1) справедливо при $n_e \ll m_e \omega_{las}^2 / (4\pi e^2)$ и $\nu_{ei} \ll \omega_{las} / 2\pi$, что соблюдается в условиях описываемых экспериментов. При средней ионной плотности $\langle n_i \rangle = (5 - 6) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (в узкой струе при $\Delta X = 1 \text{ mm}$ и давлении перед входом в сопло $p_0 = 13 \text{ atm}$) и разумных предположениях об ионном заряде $Z \approx 10$ (поскольку во всех экспериментальных режимах наблюдалось интенсивное излуче-

ние, соответствующее спектральным линиям Xe^{+10}) и температуре горячего, излучающего в коротковолновом диапазоне ядра плазмы $T = 30\text{--}40\text{ eV}$ коэффициент поглощения $\mu \approx 73\text{ cm}^{-1}$. Длина плазмы ограничена размером мишени и расходимостью лазерного луча в обе стороны от фокуса; примем ее значение $l \approx 400\text{--}500\text{ }\mu\text{m}$. Тогда $P_{abs}/P_0 = 1 - P_{tr}/P_0 = 1 - \exp(-\mu l) \geq 95\%$ (P_0, P_{abs}, P_{tr} — мощности соответственно падающего на плазму, поглощенного и прошедшего излучения).

В поисках объяснения полученного в опытах неожиданного результата вспомним, что лазерная плазма является нелинейным и неравновесным объектом. Нелинейность обусловлена тем, что характеристики распространения электромагнитных волн в ней, в частности коэффициент поглощения μ , в соответствии с (1) сильно зависят от параметров плазмы T и Z , которые, в свою очередь, определяются поглощенной мощностью лазерного излучения, создающего и нагревающего плазму. Нелинейность приводит к эффекту „затенения“ частей плазменного шнура, расположенных дальше от лазера, теми его частями, которые расположены ближе. При этом суммарное по длине плазмы поглощение оказывается меньше, чем это можно было предположить исходя из начальной интенсивности лазерного луча. Заметим также, что благодаря этому эффекту поглощенная доля лазерного излучения никогда не достигает 100%: когда интенсивность прошедшего через плазму излучения станет настолько низкой, что на дальнейшем пути луча плазма уже не образуется, оставшаяся доля излучения уже не будет поглощена.

Роль нелинейности оценивалась с помощью численного решения упрощенного квазистационарного уравнения энергобаланса плазмы

$$[P_{rad}]_{\Delta l} = [P_{abs}]_{\Delta l}. \quad (2)$$

В этом уравнении $[P_{rad}]_{\Delta l}$ — мощность радиационных потерь энергии из вытянутого вдоль лазерного луча отрезка плазмы длиной Δl , $[P_{abs}]_{\Delta l}$ — мощность лазерного излучения, поглощенного отрезком Δl ; поглощаемая на длине l мощность определяется выражением

$$P_{abs}(l) = P_0 - P_{tr}(l) = P_0 \left(1 - \exp \left\{ - \int_0^l \mu(l) dl \right\} \right). \quad (3)$$

Так же как и коэффициент поглощения, мощность радиационных потерь энергии определяется параметрами плазмы. Связь между Z , P_{rad} и T при заданной ионной плотности была получена из результатов численного моделирования плазмы, находящейся в состоянии нелокального термодинамического равновесия (non-LTE), при помощи кода FLYCHK Американского института стандартов NIST [8]. Первые, пробные вычисления для плазмы с плотностью $(5-6) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ продемонстрировали влияние эффекта затенения: по мере удаления от лазера параметры Z , T и P_{rad} заметно уменьшались вместе с мощностью распространяющегося в плазме лазерного излучения P_{tr} . Однако суммарная доля поглощенной мощности все равно оказалась больше 90%, в первую очередь, из-за высокой степени ионизации.

В свою очередь, кратковременность существования лазерной плазмы ($\approx 10 \text{ ns}$) приводит к тому, что равновесная ионизация не достигается, так как времена ионизации высокозарядных ионов (Xe^{+9} , Xe^{+10} и выше) при рассматриваемых температурах и плотностях плазмы достигают десятков и сотен наносекунд. В результате следует ожидать, что степень ионизации будет ограничена ионным зарядом $Z \approx 10$, а температура может оказаться заметно более высокой, чем в равновесной плазме. При этом коэффициент поглощения оказывается в несколько раз меньше, чем в равновесной плазме.

Снижение поглотительной способности плазмы в результате двух указанных эффектов в сочетании с ограниченностью размеров плазмы приводит к тому, что поглощение лазерного излучения в случае узкой струи-мишени оказывается существенно меньше единицы, что и наблюдалось в эксперименте. Обнаружение верхнего предела поглощения лазерного излучения, который, по-видимому, является неотъемлемым свойством лазерных плазм ограниченного размера, используемых в источнике мягкого рентгеновского излучения, предполагает новое, не рассматривавшееся ранее направление поисков методов его оптимизации. Наиболее перспективным из них кажется рекуперация, возврат в плазму непоглощенной части энергии лазерного импульса.

Работа поддержана ОФН РАН в рамках программы „Фундаментальные проблемы лазерных технологий“.

Авторы выражают благодарность Н.Н. Салашенко за вопрос, заданный в декабре 2013 г. на семинаре в Н. Новгороде, который отчасти стимулировал настоящую работу.

Список литературы

- [1] *Banin V., Moors R.* // 2011 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Nov. 7–10, 2011. Dublin, Ireland, Workshop Proc. S. 8.
<http://www.euvlitho.com/2011/S8.pdf>
- [2] *Калмыков С.Г.* и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 22. С. 1.
- [3] *Белик В.П.* и др. // ЖТФ. 2013. Т. 83. В. 12. С. 80.
- [4] *Nishimura H.* et al. // 2014 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources. Nov. 3–6, 2014. Dublin, Ireland. Workshop Proc. S. 23.
<http://www.euvlitho.com/2014/S23.pdf>
- [5] *Гарбарук А.В.* и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 6. С. 20.
- [6] *Aruev P.N.* et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2009. V. 603. P. 58.
- [7] *Nikolenko A.D.* et al. // Bul. Russian Academy Sci., Phys. 2014. V. 78. N 12. P. 1388.
- [8] *Chung H.-K.* et al. // High Energy Density Phys. 2005. V. 1. P. 3.