

## Динамика начальной ионизации в лазерной плазме при низких плотностях газовой мишени

© В.П. Белик,<sup>1</sup> Р.А. Демидов,<sup>2</sup> С.Г. Калмыков,<sup>1</sup> А.М. Можаров,<sup>2</sup> М.В. Петренко,<sup>1</sup> М.Э. Сасин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: Serguei.Kalmykov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 12 марта 2013)

В источниках коротковолнового излучения на Хе лазерной плазме коэффициент конверсии (СЕ) энергии лазера в излучение диапазона EUV оказывается существенно ниже теоретических ожиданий. Сделана расчетная оценка, которая показала, что одной из основных причин этого может быть длительный период начальной ионизации до момента появления высокозарядных ионов, способных испускать коротковолновые фотоны. Плазма при этом остается низкоионизованной и слабо поглощает лазерное излучение. Результаты оценки подтверждены экспериментально спектроскопическими методами и данными о степени ионизации, выведенными из измеренного поглощения лазерного излучения в плазме. В качестве способа ускорения процесса ионизации и соответственно повышения СЕ предлагается преионизация газовой мишени импульсом ультрафиолетового (UV) эксимерного лазера.

### Введение

Приводимые в литературе оценки коэффициента конверсии энергии излучения лазера в узкополосное EUV-излучение в лазерно-плазменных источниках света для фотолитографии показывают, что для равновесных плазм при оптимальной температуре 23.6 eV он может достигать величины 1.5% [1,2], для неравновесной же плазмы можно ожидать и еще больших величин. Однако в экспериментах, где использовалась Хе газовая мишень, получались существенно меньшие значения — в большинстве случаев по порядку величины они составляют десятые доли процента или даже еще меньше (см., например, [1,3–5]). В настоящей работе исследуется одна из самых очевидных причин этого: длительный период начальной ионизации газовой мишени до того момента, когда в ней появляются ионы с высоким зарядом, способные излучать в диапазоне EUV.

Сначала была сделана теоретическая оценка длительности первой ионизации газовой мишени до состояния, когда все атомы будут однократно ионизованы. Результаты этой оценки были сопоставлены с результатами спектроскопических наблюдений лазерной плазмы в стационарном Хе. Наблюдались в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах спектральные линии атомов (Хе I) и первых двух ионизационных состояний (Хе II и Хе III). Хотя эти наблюдения являются прямым измерением времени появления ионов соответствующей степени ионизации, но они не дают количественных сведений о концентрации ионов данного зарядового состояния. Поэтому спектроскопические измерения были дополнены количественным определением среднего заряда ионов плазмы по поглощению излучения лазера, возбуждающего плазму. Это измерение тоже имеет свой

недостаток — оно является косвенным и требует привлечения дополнительных сведений или предположений об электронной температуре плазмы. Можно надеяться, что совокупность всех трех результатов — теоретической оценки, подтвержденной двумя взаимно дополняющими друг друга экспериментальными измерениями, дает адекватное представление о динамике ионизации в лазерной плазме.

Первые публикации полученных результатов были сделаны в [6,7]. Настоящая статья представляет работу в полном объеме.

### 1. Теоретическая оценка длительности первой ионизации

В соответствии с теорией возникновения и развития лазерной плазмы, разработанной еще в 1960–70-е годы [8], появление первых свободных электронов в газовой мишени обусловлено нелинейной многофотонной ионизацией газа в фокусе лазерного луча. В настоящей работе использовался типичный для подобных экспериментов твердотельный Nd:YAG инфракрасный лазер с длиной волны  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ , что для Хе (энергия первой ионизации  $U_{\text{HeI}} = 12.1 \text{ eV}$ ) предполагает 11-фотонную ионизацию. При типичной для описываемых экспериментов средней за импульс интенсивности излучения в фокусе  $I_{\text{las}} \approx 0.5\text{--}1.5 \text{ TW/cm}^2$  скорость 11-фотонного ионизационного процесса столь низка, что за всю длительность импульса,  $\tau_{\text{las}} \approx 25\text{--}35 \text{ ns}$ , в области лазерного фокуса могут возникнуть лишь единичные фотоэлектроны. В дальнейшем происходит лавинная ионизация электронным ударом, причем находящиеся в электромагнитном поле лазерного излучения свободные электроны набирают достаточную для этого тепловую энергию за

счет соударений с атомами (пока происходит ионизация нейтрального газа) или ионами. Для того чтобы в ходе этого лавинного процесса однократно ионизовать весь наличный газ мишени при плотности, скажем,  $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 28 \text{ Torr}$ ), требуется последовательное рождение  $\log_2 10^{18} = 60$  поколений электронов.

В рассматриваемой здесь простейшей модели первой, однократной ионизации не учитываются ни потери энергии электрона, кроме затрат на ионизацию, ни потери заряженных частиц. Тогда время, проходящее между рождением двух последовательных поколений, т.е. время накопления электроном энергии, равной энергии первой ионизации, составляет  $\tau_{\text{ioniz}} = \tau_{ea}(U_{\text{XeI}}/\Delta E_e)$ , где  $\tau_{ea} = (n_a \langle \sigma_{ea} V_e \rangle)^{-1}$  — время между столкновениями электрона с атомами,  $U_{\text{XeI}} = 12.1 \text{ eV}$  — энергия первой ионизации для Хе,  $\Delta E_e = 2 \langle E_{e,\text{osc}} \rangle = (4\pi e^2 I_{\text{las}})/(m_e c \omega^2)$  — энергия, приобретаемая электроном при одном столкновении [8]. В приведенных выражениях:  $n_a$  — концентрация атомов газа,  $\langle \sigma_{ea} V_e \rangle$  — произведение сечения рассеяния электронов на атомах Хе [9] на тепловую скорость электронов, усредненное по диапазону электронных энергий  $1 \text{ eV} < E_e < U_{\text{XeI}}$ ,  $\langle E_{e,\text{osc}} \rangle$  — средняя колебательная энергия электрона в поле волны,  $I_{\text{las}}$  и  $\omega$  — интенсивность и круговая частота лазерного излучения,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Окончательно

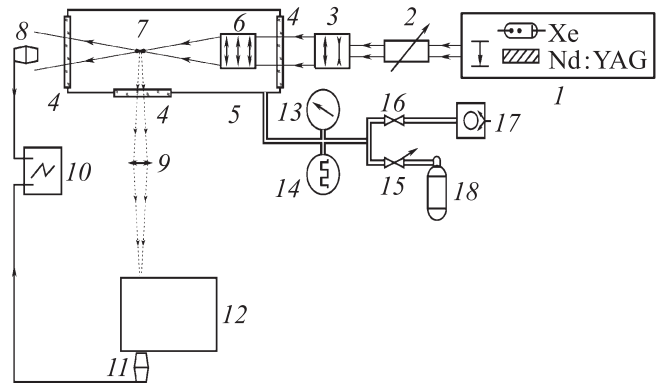
$$\tau_{\text{ioniz}} = \frac{U_{\text{XeI}} m_e c \omega^2}{4\pi e^2 I_{\text{las}} n_a \langle \sigma_{ea} V_e \rangle}. \quad (1)$$

В стационарном Хе с плотностями порядка  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , близкими к тем, которые ожидаются в импульсной струйной мишени, при указанной выше интенсивности лазерного излучения  $\tau_{\text{ioniz}}$  составляет  $\sim 0.1 \text{ ns}$ , а полное время, затрачиваемое на первую ионизацию газа — около  $8 \text{ ns}$ , т.е. существенную часть полной длительности лазерного импульса.

## 2. Спектроскопические измерения

Справедливость полученной оценки была проверена наблюдениями свечения в плазме спектральных линий атомарного Хе и его двух первых ионизационных состояний. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

На рис. 2 показана эволюция во времени контуров трех спектральных линий: инфракрасной линии нейтрального Хе I с центральной длиной волны  $\lambda = 9923 \text{ \AA}$  и лежащих в голубой и фиолетовой частях видимого спектра линий ионов Хе II,  $\lambda = 4844 \text{ \AA}$  и Хе III,  $\lambda = 4050 \text{ \AA}$  — при двух плотностях газовой мишени,  $n = 0.53 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и  $n = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Заметны особенности, типичные для низкотемпературных плазм с такой относительно высокой ионной плотностью: на рис. 2, d — самопоглощение при более высокой плотности ( $n = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) линии нейтрального Хе I в

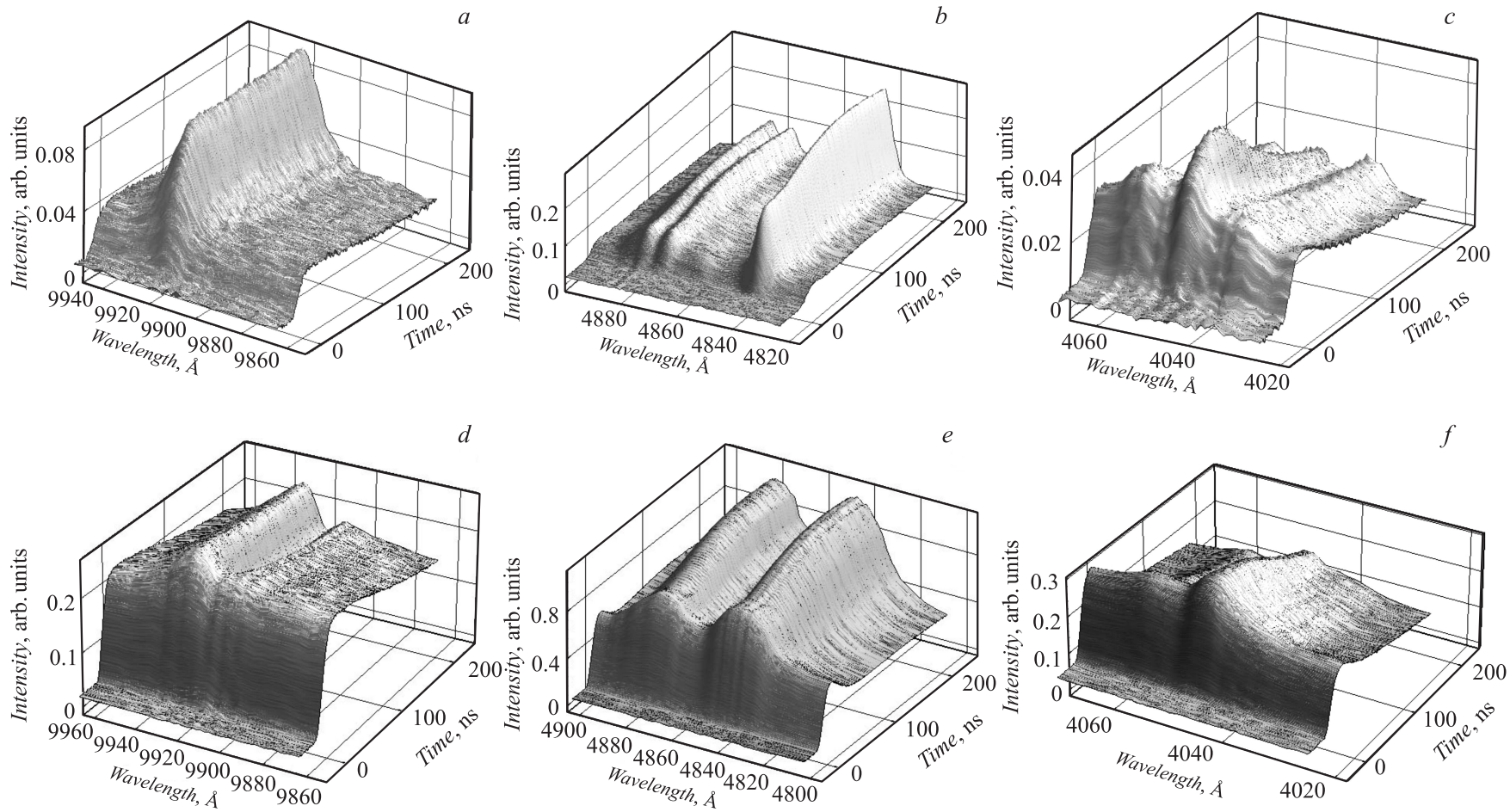


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — инфракрасный Nd:YAG-лазер, 2 — регулируемый attenuator лазерного излучения, 3 — телескоп-расширитель лазерного луча, 4 — кварцевые окна рабочей камеры, 5 — рабочая камера, 6 — фокусирующий объектив, 7 — точка фокуса, где первоначально возникает лазерная искра, 8 и 11 — фотодатчики с временным разрешением  $\sim 3 \text{ ns}$ , 9 — перемещаемая линза, фокусирующая изображение искры на входную щель монохроматора, 10 — осциллограф, 12 — монохроматор, 13 — вакуумметр механический мембранный, 14 — вакуумметр термпарный, 15 — вентиль-натекатель с тонкой регулировкой, 16 — вентиль форвакуумной откачки, 17 — форвакуумный насос, 18 — баллон с рабочим газом.

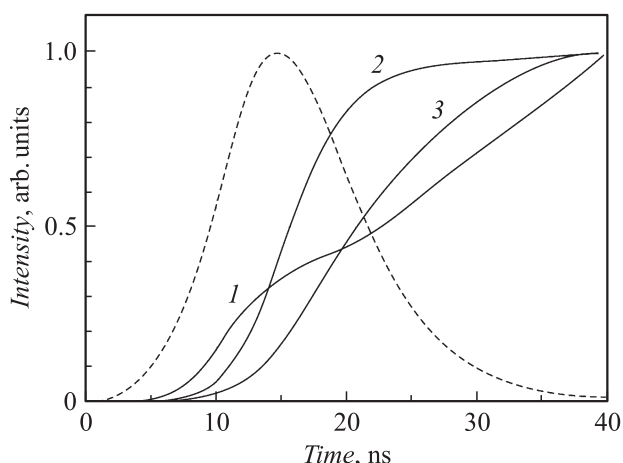
окружающем плазму слое горячего возбужденного газа; при сравнении рис. 2, b и c с рис. e и f соответственно хорошо видно уменьшение при повышении плотности плазмы контраста спектральных линий ионов в результате увеличения интенсивности континуальной составляющей спектра, что свидетельствует о приближении излучения лазерной плазмы в видимом диапазоне к чернотельному. Наконец, на рис. 2, a можно заметить сдвиг спектральной линии Хе I на  $\sim 2 \text{ \AA}$  в коротковолновую сторону. Он наблюдается в активной стадии искры, когда в плазме присутствует электромагнитное поле лазерного излучения и, вероятно, обусловлен динамическим штарковским эффектом (см., например, [10]).

На рис. 3 приведены осциллограммы свечения плазмы в этих же трех линиях вместе с осциллограммой возбуждающего плазму лазерного импульса. Задержка импульса свечения первого ионизационного состояния ксенона (Хе II) по отношению к лазерному импульсу, составляющая 7–8 ns, хорошо коррелирует с выведенной в разд. 1 длительностью первой ионизации газовой мишени.

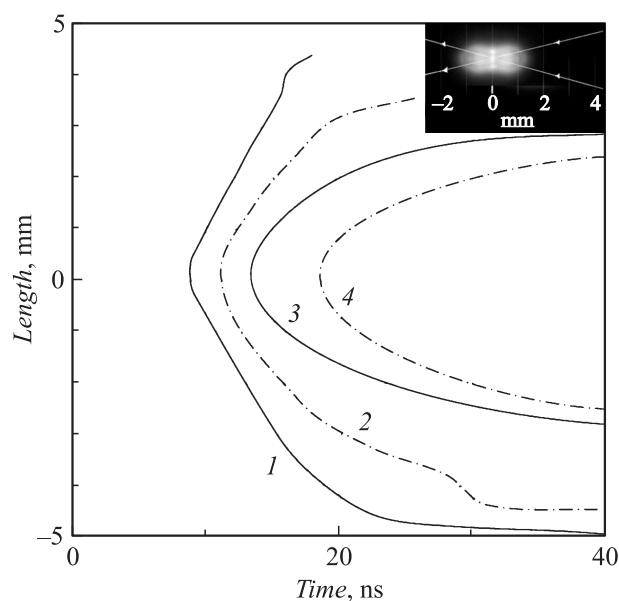
На рис. 4 показано распространение в пространстве вдоль луча лазера свечения плазмы в линиях ионов Хе II и Хе III. Для получения этих данных линза (9 на рис. 1) перемещалась от импульса к импульсу по направлению, параллельному лучу лазера. Соответственно сформированное этой линзой изображение лазерной искры (форма лазерной искры показана на рис. 4 в правом верхнем углу) перемещалось вдоль своей длинной (горизонтальной) оси поперек установленной вертикально входной



**Рис. 2.** Поведение во времени контуров спектральных линий нейтрального Xe и двух первых его ионов: *a* и *d* — Xe I,  $\lambda = 9923 \text{ \AA}$ ; *b* и *e* — Xe II,  $\lambda = 4844 \text{ \AA}$ ; *c* и *f* — Xe III,  $\lambda = 4050 \text{ \AA}$ . *a*, *b* и *c* — при давлении Xe  $P = 15 \text{ Torr}$  (атомарная концентрация  $n_a = 0.53 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ); *d*, *e* и *f* —  $P = 30 \text{ Torr}$  ( $n_a = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).



**Рис. 3.** Осциллограммы (усредненные по нескольким десяткам импульсов) спектральных линий нейтрального Хе и двух первых его ионов в сравнении с лазерным импульсом: 1 — Хе I,  $\lambda = 9923 \text{ \AA}$ ; 2 — Хе II,  $\lambda = 4844 \text{ \AA}$ ; 3 — Хе III,  $\lambda = 4050 \text{ \AA}$ ; штриховая кривая — осциллограмма лазерного импульса,  $n_a = 0.53 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .



**Рис. 4.** Развитие в длину плазменного образования, светящегося в спектральных линиях двух первых ионов Хе, при плотности газовой мишени  $n_a = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . По горизонтали — ось времени, начало которой приблизительно совпадает с началом лазерного импульса. По вертикали — длина светящегося тела плазмы вдоль луча лазера, отсчитываемая от точки фокуса (отрицательные значения — в сторону удаления от лазера, положительные — в сторону приближения к нему): 1 и 2 — свечение спектральных линий на уровне 5% от их максимального значения, 3 и 4 — на уровне 50%. 1 и 3 — свечение линии Хе II,  $\lambda = 4844 \text{ \AA}$ ; 2 и 4 — Хе III,  $\lambda = 4050 \text{ \AA}$ . На вставке показана взятая из работы [11] форма лазерной искры в Хе (при  $n = 4.1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), белыми линиями со стрелками показаны контуры сходящегося к фокусу, а затем расходящегося лазерного луча; фотография сделана в видимом диапазоне при экспозиции, превышающей длительность свечения плазмы.

щели монохроматора (12 на рис. 1). Для каждого положения входной щели по отношению к изображению искры регистрировалась осциллограмма интегрального (вдоль направления наблюдения поперек плазмы) свечения данной спектральной линии. На рисунке представлена полученная из этих измерений пространственно-временная эволюция интенсивности свечения спектральных линий вышеуказанных ионов. Здесь также хорошо видна задержка во времени появления первых ионов по отношению к лазерному импульсу. Поведение во времени длины искры, наблюдаемой по свечению указанных спектральных линий, соответствует приведенным в [11] результатам измерений длины плазмы в Ag по интегральному излучению в видимом диапазоне.

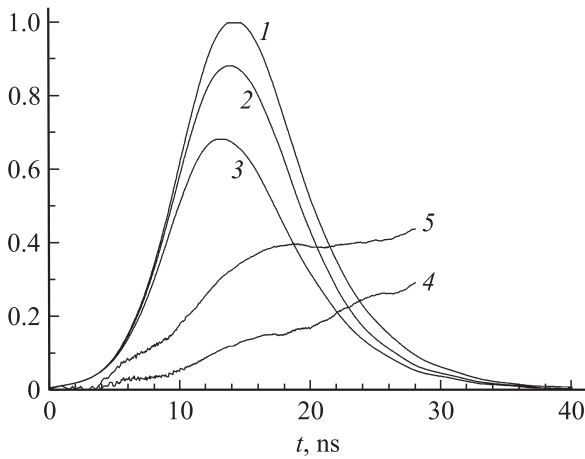
### 3. Поглощение лазерного излучения в плазме

Кроме спектроскопических наблюдений были выполнены измерения поглощения лазерного излучения в плазме. На рис. 5 показаны осциллограммы интенсивности излучения, прошедшего через рабочую камеру.

Из кривых поглощения (4 и 5 на рис. 5) видно, что интегральное по полной длине плазмы поглощение лазерной энергии даже при плотности мишени  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  сравнительно невелико — вблизи момента максимума импульса оно составляет 33–35%, т.е. всего по 15–20% в каждой половине искры. То обстоятельство, что после прохождения сквозь обращенную к лазеру половину искры интенсивность лазерного луча уменьшается всего на 1/6–1/5 своей начальной величины, объясняет приблизительную симметрию развития лазерной искры по отношению к точке фокуса, которая хорошо видна на рис. 4.

Интегрирование осциллограмм позволяет получить сведения о долях лазерной энергии, поглощенной за определенные промежутки времени. Оказывается, что при атомарной (ионной) концентрации, например,  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (давление заполняющего камеру газа  $P = 24 \text{ Torr}$ ) из той энергии, которая падает на мишень за первую половину импульса — от начала до максимума (и которая составляет примерно 40% от его полной энергии) — поглощается 6.6%. Во второй же половине импульса — от максимума до его конца — поглощается 18.3% падающей на плазму энергии, т.е. поглощение в начале импульса примерно в 3 раза слабее, чем во второй его половине. При концентрации  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 33 \text{ Torr}$ ) эти цифры возрастают и составляют 20.3 и 39.7%, соответственно; т.е. и в этом случае поглощение в начальной стадии существенно слабее, чем в развитой плазме.

Показанные на рис. 5 осциллограммы прошедшей через плазму лазерной энергии позволяют получить усредненные по объему плазмы мгновенные значения коэффициента поглощения  $\mu(t) = \{-\ln[I_{tr}(t)/I_0(t)]\}/x(t)$ , где



**Рис. 5.** Осциллограммы излучения лазера, прошедшего: 1 — через вакуум в рабочей камере, когда плазмы нет, 2 — через плазму при атомарной концентрации Хе  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 24 \text{ Torr}$ ), 3 — через плазму при концентрации  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 33 \text{ Torr}$ ). Каждая из осциллограмм является усреднением по нескольким десяткам импульсов, и все три осциллограммы нормированы на значение интенсивности в максимуме импульса, прошедшего через вакуум; 4 и 5 — мгновенные значения поглощенной доли интенсивности при  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  соответственно.

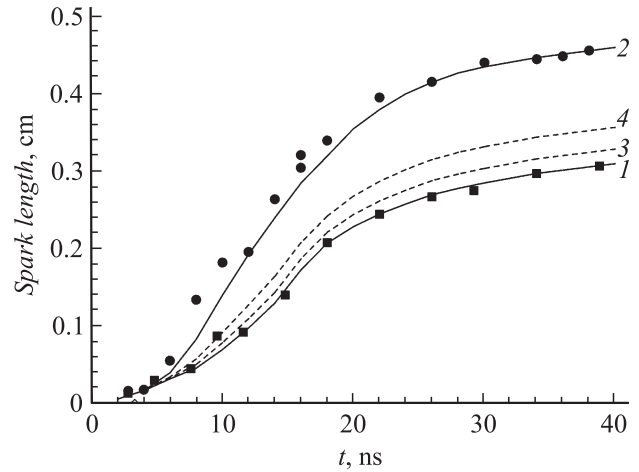
$I_0(t)$  и  $I_{tr}(t)$  — соответственно мгновенные значения интенсивности падающего на плазму и прошедшего через нее лазерного излучения. Необходимые для определения  $\mu(t)$  значения длины лазерной искры  $x(t)$  были найдены интерполяцией между мгновенными значениями длины искры, измеренными с помощью streak-камеры (см. описание эксперимента в [11]) для давлений Хе, близких к давлению в описываемом опыте (рис. 6). Полученные значения  $\mu(t)$  показаны на рис. 7.

Выражение для коэффициента поглощения легко выводится из общеизвестной теории распространения электромагнитных волн в плазме (см., например, [12]) оно зависит от ее параметров и для не слишком плотных плазм таких, что  $4\pi n_e e^2 / m_e \omega^2 \ll 1$  и  $v_{ei} / \omega \ll 1$ , описывается выражением

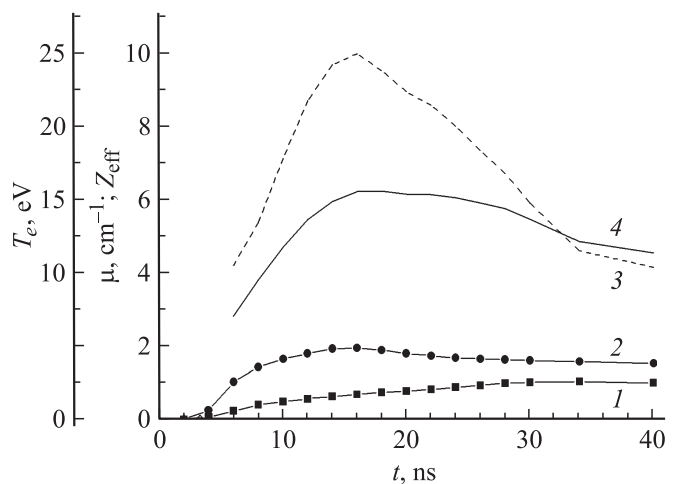
$$\mu = \frac{4\pi e^2 n_e v_{ei}}{m_e c \omega^2} = \frac{4\pi e^2 n_e n_i \langle \sigma_{ei} V_e \rangle}{m_e c \omega^2} = \frac{16\pi^2 e^6 L_C Z_{\text{eff}}^3 n_i^2}{(3m_e)^{3/2} c \omega^2 (k_B T_e)^{3/2}}. \quad (2)$$

Здесь  $n_i$  — концентрация ионов плазмы, равная концентрации атомов газа,  $n_e = Z_{\text{eff}} n_i$  — электронная концентрация,  $Z_{\text{eff}}$  — эффективный (усредненный по зарядовым состояниям) ионный заряд,  $v_{ei}$  — частота соударений электрона с ионами,  $\sigma_{ei}$  — сечение кулоновских электрон-ионных соударений,  $T_e$  — усредненная температура электронов,  $V_e$  — их тепловая скорость,  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по ансамблю скоростей,  $L_C \approx 7$  — кулоновский логарифм,  $k_B$  — постоянная Больцмана,

$\omega$  — круговая частота лазерного излучения,  $e$  и  $m_e$  — соответственно заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света. Поскольку для опытов со стационарной газовой



**Рис. 6.** Изменение во времени длины светящегося в видимом диапазоне плазменного образования: 1 и 2 — экспериментальные данные, полученные из фотографий, сделанных streak-камерой с длительностью экспозиции 1.8 ns, для давлений Хе  $P = 18 \text{ Torr}$  и  $P = 66 \text{ Torr}$  соответственно. Кривые 1 и 2 проведены через экспериментальные точки с учетом последовательного введения все более плотных оптических фильтров при фотографировании все более поздних фаз развития искры. На кривой 2 для  $t = 16 \text{ ns}$  показаны две точки, демонстрирующие видимое изменение длины искры, происходящее при однократной замене светофильтра. Кривые 3 и 4 — интерполяции для  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 24 \text{ Torr}$ ) и  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 33 \text{ Torr}$ ), соответственно.



**Рис. 7.** 1 и 2 — выведенное из экспериментальных данных изменение во времени коэффициента поглощения  $\mu$  для  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 24 \text{ Torr}$ ) и  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $P = 33 \text{ Torr}$ ) соответственно; 3 — гипотетический ход во времени электронной температуры  $T_e$ ; 4 — эволюция во времени эффективного ионного заряда плазмы  $Z_{\text{eff}}$  для  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , вычисленная по экспериментальным данным (кривая 1) и предполагаемому изменению температуры (кривая 3).

мишенью концентрация атомов/ионов всегда известна, из экспериментально определенных величин  $\mu$  можно получить значения комбинации параметров плазмы  $Z_{\text{eff}}/\sqrt{T_e}$ .

Имея какую-либо априорную информацию об электронной температуре, из величины  $\mu$  можно вывести значение эффективного ионного заряда плазмы. Так, если  $T_e = 25 \text{ eV}$  (в ряде работ, описываемых и цитируемых в [1], для ксеноновой плазмы указывается типичный диапазон температур  $T_e = 30\text{--}40 \text{ eV}$ ; в работе [13] из экспериментальных данных для водородной плазмы получено  $T_e = 25\text{--}30 \text{ eV}$ ), то в районе максимума лазерного импульса, где данные для  $I_{\text{tr}}(t)/I_0(t)$  и соответственно для  $\mu(t)$  наиболее достоверны, величины ионного заряда составят  $Z_{\text{eff}} = 6.2$  при  $n = 0.85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  и  $Z_{\text{eff}} = 7.1$  при  $n = 1.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . В энергобалансе лазерной плазмы доминирующими потерями энергии являются радиационные. Поэтому для квазистационарного случая, когда поглощаемая плазмой энергия лазерного излучения равна лучистым потерям и в предположении, что температурная зависимость мощности излучения плазмы такая же, как у черного тела (т. е.  $\propto T^4$ ), можно считать в грубом приближении, что  $T_e(t) \propto \sqrt[4]{I_{\text{abs}}(t)}$ , где  $I_{\text{abs}}(t)$  — интенсивность поглощаемого плазмой лазерного излучения (рис. 5). На рис. 7 кривая 3 описывает предполагаемое поведение  $T_e(t)$ , а кривая 4 — соответствующую ей зависимость  $Z_{\text{eff}}(t)$ .

Благодаря сильной зависимости  $\mu$  от  $Z_{\text{eff}}$  значения  $Z_{\text{eff}}$ , выведенные из усредненных по длине плазмы величин  $\mu$ , будут весьма близки к максимальным. Так, если  $Z_{\text{eff}}$  варьирует по параболическому закону от нуля на краях искры до максимума в ее середине, то выведенная из  $\mu$  усредненная величина  $Z_{\text{eff}}$  составляет 0.77 от максимальной, т. е. при указанных условиях опыта и предполагаемых значениях  $T_e = 25\text{--}30 \text{ eV}$  максимальные значения  $Z_{\text{eff}}$  для середины лазерной искры в районе максимума лазерного импульса лежат в диапазоне 6.5–9.5. Это значит, что излучающий в диапазоне EUV ион  $\text{Xe}^{+10}$  появляется поздно, только уже вблизи максимума лазерного импульса, и при  $n < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  не является доминирующим.

Отметим в заключение, что поскольку  $Z_{\text{eff}}$  пропорциональна кубическому корню из  $\mu$  и квадратному из  $T_e$ , погрешности экспериментальных данных и некорректность в предположениях о величинах  $T_e$  относительно слабо влияют на полученные значения  $Z_{\text{eff}}$ .

## Заключение

Из приведенных результатов видно, что замедленная начальная ионизация Хе инфракрасным (IR) излучением Nd:YAG-лазера приводит к существенному укорочению времени EUV высвета и увеличению бесполезного расхода энергии лазера в первой половине импульса.

Устранить эти недостатки можно было бы с помощью эффективной предионизации газа мишени. Хоро-

шим способом предионизации является создание плазмы излучением эксимерного KrF-лазера с длиной волны  $\lambda = 248 \text{ nm}$ . Поскольку энергия первого возбужденного уровня Хе практически совпадает с суммарной энергией двух квантов этого лазера, ионизация происходит в двухфотонном процессе, вероятность которого настолько высока, что весь газ мишени может быть полностью однократно ионизован за несколько первых наносекунд импульса такого лазера. Однако, как это следует из (2), дальнейший столкновительный нагрев плазмы излучением ультрафиолетового лазера неэффективен, поэтому предлагается схема создания и нагрева плазмы двумя лазерами (впервые предложена в [14]). Ожидается, что при последующем облучении импульсом Nd:YAG-лазера плазменной мишени, полученной в результате UV-предионизации, удастся существенно повысить поглощение лазерной энергии выход EUV-излучения по сравнению со случаем, когда применяется только один IR-лазер.

Обсуждая иные методы сокращения периода начальной ионизации, следует отметить такой простой и естественный способ, как увеличение плотности газовой мишени. К тому же и интенсивность излучения плазмы — пока она прозрачна для собственного излучения — растет пропорционально квадрату концентрации ионов. Однако возможности этого способа, как показано в работах [15,16], ограничиваются самопоглощением коротковолнового излучения плазмы в окружающем ее холодном периферическом газе, так что увеличение средней плотности мишени выше  $(1\text{--}3) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  становится бессмысленным. С этой точки зрения лазерная UV-предионизация является дополнительным инструментом оптимизации лазерно-плазменного источника излучения, эффективность которого не зависит от параметров Хе-газовой мишени.

Работа была поддержана РФФИ, проект № 10-02-00935-а, и МНТЦ, проект № 3857.

## Список литературы

- [1] Bakshi V. EUV Sources for Lithography. SPIE Press, Bellingham, WA, USA, 2006.
- [2] Калмыков С.Г. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 21. С. 97.
- [3] Schriever G., Bergmann K., Lebert R. // J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. Vol. 17. N 5. P. 2058.
- [4] Diefendorff K. // Extreme Lithography (6/19/2000). <<http://www.mpronline.com>>.
- [5] Домрачева И.В., Петренко М.В., Степанова З.А., Тумакаев Г.К., Бобашев С.В. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 22. С. 9.
- [6] Belik V., Kalmykov S., Petrenko M., Sasin M. // 2011 Int. Workshop on EUV and Soft X-Ray Sources, Nov. 7–10, 2011, Dublin, Ireland, Workshop Proc., S 25. <<http://www.euvlitho.com/2011/S25.pdf>>.
- [7] Демидов Р.А., Калмыков С.Г., Можаров А.М., Петренко М.В., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 22. С. 1.

- [8] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [9] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 3-е изд. Долгопрудный. Моск. обл.: ИД Интеллект, 2009.
- [10] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит, 2001.
- [11] Калмыков С.Г., Мирошников И.В., Петренко М.В., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 6. С. 63.
- [12] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. 2-е изд. М.: Наука, 1967.
- [13] Калмыков С.Г., Петренко М.В., Сасин М.Э. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 4. С. 23.
- [14] Калмыков С.Г. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 17. С. 65.
- [15] Левашов В.Е., Медников К.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. Вып. 6. С. 549.
- [16] Гарбарук А.В., Демидов Д.А., Калмыков С.Г., Сасин М.Э. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 6. С. 20.