

04;07;12

## Ключевые методы увеличения яркости мягкого рентгеновского излучения из лазерной плазмы для литографии

© А.А. Андреев,<sup>1</sup> В.Г. Николаев,<sup>1</sup> К.Ю. Платонов,<sup>2</sup> Ю.А. Куракин<sup>3</sup><sup>1</sup> Институт лазерной физики ФГУП „НПК ГОИ им. С.И. Вавилова“, 199034 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195434 Санкт-Петербург, Россия<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 мая 2006 г.)

Предложена двухимпульсная, двухволновая (лазеры Nd и CO<sub>2</sub>) схема облучения лазерной мишени, обеспечивающая наибольший коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновский диапазон (13.5 nm ±1%). Сделаны аналитические оценки параметров импульсов и мишени, состоящей из Xe или Li. Проведена численная оптимизация рентгеновского высвета от сферической Xe мишени, облучаемой CO<sub>2</sub> лазерным импульсом. Максимальный коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновское составил ~ 1%. Получены угловые и спектральные характеристики рентгеновского излучения. Оценен поток быстрых ионов Xe, вылетающих из мишени и оказывающих разрушающее действие на Mo/Si-покрытие рентгеновских зеркал.

PACS: 52.40.Nk

### Введение

Уменьшение размера интегральных схем и увеличение плотности элементов в них в настоящее время достигаются использованием в процессе литографии излучения со все более короткой длиной волны. Переход от оптического в мягкий рентгеновский (МР) диапазон требует использования специально сконструированных вогнутых зеркал для отражения и фокусировки излучения. Наиболее перспективными являются Mo/Si-зеркала, обладающие максимальным коэффициентом отражения в узком диапазоне длин волн — 13.5 nm ±1%. Поэтому источник МР-излучения (лазерная плазма) должен обладать наибольшей светимостью именно в этом диапазоне и мощностью излучения порядка десятков ватт. Перебор различных химических элементов показал, что наибольшей радиационной эффективностью в данном диапазоне обладает плазма, содержащая Xe, Sn, Li, O. Из этой группы Xe имеет дополнительное преимущество как инертный газ: разлетающиеся из горячей плазмы частицы Xe оказывают наименьшее разрушающее действие на Mo/Si-зеркало, отражающее МР-излучение. Исследованию Xe лазерной мишени в последнее время посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ [1–3].

Предполагаемая схема процесса МР-литографии организована следующим образом. Излучение высокоэнергетического лазера концентрируется на капле жидкого ксенона, в результате чего образуется плазма. Ксеноновая плазма испускает поток МР-излучения с приблизительно планковским спектром. Конденсирующая оптика выделяет 13.5 nm излучение в пучок и направляет его на маску, содержащую трафаретное изображение электрон-

ной схемы на зеркальной поверхности. Это изображение отражается от зеркала, а потом и ряда (от четырех до шести) вогнутых зеркал, которые уменьшают его размеры, повышают резкость и проецируют картинку на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом и являющуюся основой интегральной схемы.

Задача расчета эффективного лазерно-плазменного источника МР-излучения включает в себя определение параметров мишени (химический состав, плотность, начальный радиус) и лазерного импульса (длина волны, временной профиль, энергия, длительность, интенсивность), при которых максимален коэффициент конверсии лазерного излучения в ультрафиолетовое, а также максимален общий КПД преобразования электрической энергии в МР-излучение. Выбор лазера (газовый, твердотельный) для получения горячей плазмы также диктуется сочетанием высокого КПД и низкой стоимости. Перспективным здесь является газовый CO<sub>2</sub>-лазер с длиной волны 10.6 μm. Такое длинноволновое излучение плохо поглощается холодной мишенью с резкой границей плотности вещества. Поэтому в данной работе предлагается использовать дополнительный маломощный Nd-лазер с длиной волны 1.06 μm для предварительного нагрева мишени, создания плавного профиля плотности и обеспечения эффективного поглощения энергии импульса основного лазера. Двухимпульсная одноволновая лазерная схема уже рассматривалась в литературе [4].

В настоящей работе выполняются расчет и оптимизация параметров мишени и лазерных импульсов разных длин волн для достижения наибольшего выхода МР-излучения. Такое исследование выполняется численно с использованием компьютерных программ радиационной газовой динамики.

## Теоретические оценки оптимальных параметров мишени и лазерных импульсов

Проведем аналитические оценки оптимального режима взаимодействия лазерного импульса с мишенью, обеспечивающего наибольший выход МР-излучения 13.5 nm диапазона. В дальнейшем эти оценки используются в качестве стартовых в численном моделировании. Методика дальнейшего рассмотрения пригодна для мишеней произвольного химического состава, но конкретные вычисления (с использованием уравнений состояния и длин пробегов квантов) сделаны для мишеней Хе и Li.

До прихода всех лазерных импульсов имеется холодная мишень радиуса

$$R_0 \approx (3Nm_{\text{Хе}}/4\pi\rho_0 (= 2 \text{ г/см}^3))^{1/3},$$

где  $N$  — полное число атомов мишени массой  $M_0 = m_{\text{Хе}}N$ . После разогрева мишени первым импульсом образуется плазма.

Оценим параметры (длительность —  $\tau_{\text{ЛР}}$ , энергию —  $\varepsilon_{\text{ЛР}}$ ) первого импульса (предимпульса) с длиной волны  $\lambda = 1 \mu\text{м}$ , а также время задержки  $\tau_d$  между предимпульсом и основным импульсом, необходимые для последующего эффективного поглощения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера. Подчеркнем, что роль предимпульса и задержки сводится только к формированию заданного масштаба  $L_N$  неоднородности плотности мишени, а вклада в общий энергобаланс первый импульс практически не дает. Из формулы для коэффициента тормозного поглощения излучения в плазме

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{32}{15}L_N v_{\text{ei}}(n_{\text{cr}}; T_e)/c\right) \quad (1)$$

можно найти, что для 80% поглощения излучения  $\text{CO}_2$ -лазера масштаб  $L_N$  должен составлять  $\sim 25 \mu\text{м}$  при рабочей температуре мишени  $\geq 30 \text{ eV}$ . В формуле (1)  $n_{\text{cr}} = \pi c^2 m_e / (e\lambda)^2$  — критическая концентрация для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda_L$ ,  $v_{\text{ei}}$  — частота электрон-ионных столкновений в плазме

$$v_{\text{ei}}(n_e; T_e) = \frac{4\sqrt{2\pi}Z(T_e, \rho)n_e e^4 \Lambda}{3T_e^{3/2} m_e^{1/2}}, \quad (2)$$

$n_e, T_e$  — концентрация и температура электронов плазмы,  $\Lambda$  — кулоновской логарифм. Степень ионизации  $Z(T_e, \rho)$  Хе-плазмы описывается аналитической формулой (аппроксимация квантово-механических расчетов [5]):

$$Z(T_e, \rho) = 75(T_e \text{ keV})^{\frac{1}{2.15+0.2 \lg(5.89 \cdot 10^{-4}/\rho)}}, \quad (3)$$

где плотность плазмы  $\rho$  измеряется в  $\text{г/см}^3$ . При температуре  $T_e \sim 50 \text{ eV}$  зависимость  $Z$  от плотности слабая и можно пользоваться более простой формулой

$$Z(T_e) = 75(T_e \text{ keV})^{0.47}.$$

Предимпульс первоначально падает на холодную мишень с резкой границей. Когда масштаб неоднородности  $L_0$  образовавшейся за время предимпульса плазмы возрастет до  $L_0 \sim \lambda \sim 1 \mu\text{м}$ , для коэффициента поглощения предимпульса  $\eta_p$  будет справедлива формула (1). Из нее следует, что для эффективного использования энергии предимпульса ( $\eta_p \geq 0.8$ ) его длительность  $\tau_{\text{ЛР}}$  (при температуре мишени  $\sim 40 \text{ eV}$ ) для достижения масштаба неоднородности  $L_0 \approx 1 \mu\text{м}$  должна быть  $\tau_{\text{ЛР}} \geq 80 \text{ ps}$ . Напомним, что характерная скорость разлета плазмы порядка скорости ионного звука  $c_s = (Z(T_e, \rho)T_e/m_{\text{Хе}})^{1/2}$ , так что масштаб неоднородности и длительность импульса связаны соотношением  $L_0 \approx c_s \tau_{\text{ЛР}}$  ( $m_{\text{Хе}}$  — масса атома Хе).

После окончания предимпульса температура мишени начинает падать по адиабатическому закону

$$T_e(t) = T_{e0} \frac{\tau_{\text{ЛР}}}{\tau_{\text{ЛР}} + t}.$$

Спустя  $\tau_d$  (время задержки) температура будет равна

$$T_e(\tau_d) = T_{e0} \frac{\tau_{\text{ЛР}}}{\tau_d} \sim 10^{-3} T_{e0},$$

что ниже температуры порога ионизации. Таким образом, к концу процесса расширения мы имеем дело с разлетом горячего газа. Известно, что скорость расширения горячего газового шара  $v = \sqrt{16E/3M_p}$ , где  $E$  — тепловая энергия шара,  $M_p$  — его масса. Для образования за время  $\tau_d$  короны размером  $L_N \sim v\tau_d$  мы должны нагреть только часть массы мишени  $M_p \sim \rho_{\text{cr}} L_N^3$  ( $\rho_{\text{cr}}$  — критическая плотность для  $\text{CO}_2$ -лазера). Энергия нагретой части мишени —  $E = \eta_p \varepsilon_{\text{ЛР}} - \varepsilon_{\text{ion}} M/m_{\text{Хе}}$ , где  $\varepsilon_{\text{ion}}$  — энергия ионизации первых  $Z(T_e)$  уровней атома Хе. Отсюда для времени задержки получается следующая формула:

$$\tau_d \approx \frac{L_N^{5/2}}{\sqrt{16(\eta_p \varepsilon_{\text{ЛР}} - \varepsilon_{\text{ion}} M_p/m_{\text{Хе}})/3\rho_{\text{cr}}}}. \quad (4)$$

Энергию предимпульса  $\varepsilon_{\text{ЛР}}$  и его интенсивность  $I_{\text{ЛР}} = \varepsilon_{\text{ЛР}}/\tau_{\text{ЛР}}\pi R_0^2$  мы можем определить используя закон сохранения энергии

$$\begin{aligned} & [(2Z(T_{e0}) + 3/2)T_{e0} + \varepsilon_{\text{ion}}](M_p/m_{\text{Хе}}) \\ & + \sigma T_{e0}^4 \tau_{\text{ЛР}} \pi R_0^2 = \eta_p(T_{e0})\varepsilon_{\text{ЛР}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Закон сохранения энергии (5) содержит кинетическую энергию плазмы, ее тепловую энергию, инергию ионизации  $\varepsilon_{\text{ion}}$  первых  $Z$  уровней атома Хе, а также энергию излучения черного тела.

Итак, полученные формулы позволяют оценить параметры предимпульса и время задержки.

Перейдем к оценке параметров взаимодействия мишени с основным импульсом  $\text{CO}_2$ -лазера. Перед его приходом мы имеем мишень радиусом  $R \approx R_0 + L_N$ , масштабом неоднородности  $L_N$ , плотностью  $\rho \approx \rho_0 \times$

$\times (R_0/(R_0 + L_N))^3$  и низкой (меньше порога ионизации) температурой. Будем считать, что известны энергия  $\varepsilon_{Lm}$  и длительность  $\tau_{Lm}$  основного импульса, а найти надо оптимальный начальный радиус мишени  $R_0$ . Максимальная эффективность преобразования лазерной энергии в энергию ВУФ-излучения такой мишенью будет достигаться тогда, когда длина пробега тепловой волны  $l_T$  за время  $\tau_{Lm}$

$$l_T(\tau_{Lm}) = \sqrt{\frac{T_e \tau_{Lm}}{m_e \nu_{ei}(n_e; T_e)}} \quad (6)$$

в мишени сравнивается с длиной поглощения  $l_R$  13.5 nm кванта (приближение черного тела):

$$\sqrt{\frac{T_e \tau_{Lm}}{m_e \nu_{ei}(n_e; T_e)}} = l_R. \quad (7)$$

Для длины  $l_R$  пробега 13.5 nm кванта в Хе-плазме с концентрацией, близкой к критической для излучения CO<sub>2</sub>-лазера, имеем аппроксимационную формулу

$$l_R = l_{0R} \left( \frac{n_{cr}}{n_e} \right)^\alpha \left( \frac{T_e}{30 \text{ eV}} \right)^\beta, \quad (8)$$

где  $l_{0R} = 100 \mu\text{m}$ ,  $\alpha \approx 1$ ,  $\beta \approx 3$ ,  $T \geq 30 \text{ eV}$ . В уравнении (7) неизвестны  $T_e$  и  $R_0$  (входит в  $\rho$ ), а  $n_e = Z(T_e, \rho)\rho/m_{\text{Xe}}$ . Вторым уравнением для этих двух неизвестных является закон сохранения энергии основного импульса

$$\begin{aligned} & [(2Z(T_e) + 3/2)T_e + \varepsilon_{\text{ion}}(Z(T_e))] \frac{4\pi n_e (R^3 - (R - l_T(T_e))^3)}{3Z(T_e)} \\ & + [(2Z(T_e) + 3/2)T_e + \varepsilon_{\text{ion}}(Z(T_e))] \frac{2\pi n_{cr}}{3Z(T_e)} \\ & \times ((R + c_s(T_e)\tau_{Lm})^3 - R^3) + \sigma T_e^4 \tau_{Lm} \pi R_{cr}^2 = \eta(T_e, n_{cr}) \varepsilon_{Lm}, \end{aligned} \quad (9)$$

в котором коэффициент поглощения  $\eta$  основного импульса в короне практически равен единице:

$$\eta = 1 - \exp(-32(L_N + c_s(T_e)\tau_{Lm})\nu_{ei}(n_{cr}; T_{ec})/15c),$$

радиус критической концентрации

$$R_{cr} \approx R_0 + L_N + c_s(T_e)\tau_{Lm}.$$

Закон сохранения энергии (9) содержит кинетическую энергию плазмы, ее тепловую энергию, энергию ионизации  $\varepsilon_{\text{ion}}$  первых  $Z$  уровней атома Хе, а также энергию излучения черного тела  $\sigma T_e^4 \tau_{Lm} \pi R_{cr}^2$  (во время основного импульса излучение исходит из области с радиусом  $\sim R_{cr}$ ).

Таким образом, формулы (7), (9) позволяют найти оптимальный начальный радиус мишени  $R_0$  и ее температуру  $T_e$ .

После вычисления температуры и начального радиуса мишени коэффициент конверсии лазерного излучения в

$2\pi$  стерадиан и 2%-ный спектральный диапазон относительно длины волны 13.5 nm (энергия кванта 92 eV) находятся по формуле

$$k_{\Delta\varepsilon} = \frac{\frac{15\sigma T_e^4}{\pi^4} \int_0^{93/T_e} \frac{x^3}{e^x - 1} dx}{2\varepsilon_{Lm}/\tau_{Lm}\pi R_{cr}^2}. \quad (10)$$

Заметим, что использование формулы для энергии излучения черного тела в случае Хе-плазмы не совсем точно. Нам приходится это делать в силу отсутствия аналитической модели излучения Хе-плазмы. Для более точных оценок значение  $\sigma T_e^4$  нужно умножить на неизвестный коэффициент „серости“ Хе-плазмы. При этом из (9) будут получаться более высокие температура мишени и коэффициент конверсии. Таким образом, наши оценки — это оценки оптимального коэффициента конверсии снизу.

Расчеты по формулам (7)–(10) приводят к следующим значениям параметров предимпульса и импульса. Для основного CO<sub>2</sub>-импульса с энергией 600 mJ и длительностью 15 ns, который выбран нами из технологических соображений, получим следующие оценки параметров мишени и коэффициента конверсии:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{Lm} &\approx 0.6 \text{ J} & \tau_{Lm} &\approx 15 \text{ ns}, \\ R_0 &\approx 55 \mu\text{m} & I &\approx 5 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2, \\ T_e &\approx 35 \text{ eV} & K_{\Delta\omega} &\approx 0.35\%, \\ \varepsilon_{Lp} &\approx 0.05 \text{ J} & \tau_{Lp} &\approx 100 \text{ ps} & \tau_d = 120 \text{ ns}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Полученные оценки следует рассматривать как предварительные для последующего численного поиска максимума коэффициента конверсии  $K_{\Delta\omega}$  в районе этих значений.

Помимо Хе перспективным материалом мишени для получения МР-излучения 92 eV диапазона является Li.  $Ly - \alpha$  ( $1s \rightarrow 2p$ ) линия иона  $\text{Li}^{3+}$  соответствует длине волны 13.5 nm и позволяет получить практически монохроматическое МР-излучение без потерь в другой диапазон энергий. Непрерывная подача Li в лазерный фокус осуществляется в виде тонкой струи воды с растворенным LiCl. Для облучения мишени, как и в случае с Хе, используется двухимпульсная схема. Расчет оптимальных параметров импульсов для такой схемы аналогичен приведенному выше расчету для Хе-мишени. Отличия заключаются в следующем. Интенсивность излучения атомной линии с единицы площади мишени (для оптически тонкой по рентгену мишени) определяется формулой

$$J_{21} = 1.6 \cdot 10^{-19} E_{21} A_{21} n_2 l_T [\text{W/cm}^2], \quad (12)$$

где  $A_{21} = 0.7 \cdot 10^9 Z_{\text{nu}}^4 [\text{s}^{-1}]$  — вероятность перехода между уровнями (для Li  $Z_{\text{nu}} = 3$  и  $A_{21} = 6 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ),  $E_{21} = 92 \text{ eV}$  — энергия перехода,  $n_2$  — концентрация возбужденных ионов Li. Длина прогрева мишени  $l_T$  (см. формулу (6)), с которой собирается излучение,

должна быть меньше или порядка длины поглощения резонансного кванта

$$l_R = 1500Z(T_e)a_0c/v_e, \quad (13)$$

где  $a_0$  — боровский радиус,  $v_e$  — тепловая скорость электрона.

Иначе происходит насыщение интенсивности излучения линии на уровне интенсивности излучения черного тела. Возбуждение ионов происходит за счет столкновительной ионизации. Концентрация ионов, находящихся на верхнем уровне, оценивается по формуле

$$n_2 = C_l n_e^2 T_e^{1/2} \tau_{Lm} \frac{g_2}{g_1} \exp(-E_{12}/T_e), \quad (14)$$

где  $C_l$  — константа, зависящая от материала мишени [6];  $g_2, g_1$  — статистические веса основного и возбужденного состояний. Два уравнения  $l_T \approx l_R$  и закон сохранения энергии в форме

$$\begin{aligned} & [(2Z(T_e) + 3/2)T_e + \varepsilon_{\text{ion}}(Z(T_e))] \\ & \times \frac{4\pi n_e (R^3 - (R - l_T(T_e))^3)}{3Z(T_e)} \\ & + [(2Z(T_e) + 3/2)T_e + \varepsilon_{\text{ion}}(Z(T_e))] \frac{2\pi n_{\text{cr}}}{3Z(T_e)} \\ & \times ((R + c_s(T_e)\tau_{Lm})^3 - R^3) = \eta(T_e, n_{\text{cr}})\varepsilon_{Lm} \quad (15) \end{aligned}$$

без энергии излучения черного тела, существенной для Хе-мишени (9), позволяют найти оптимальную температуру и начальный радиус мишени. Коэффициент конверсии в случае линии определялся как

$$k_{\Delta\varepsilon} = \frac{2\pi J_{21}}{\varepsilon_{Lm}/\tau_{Lm}\pi R_{\text{cr}}^2}. \quad (16)$$

В работе [7] было экспериментально показано (и это согласуется с оценкой (16)), что предимпульс длительностью  $\tau_0 = 300$  fs и интенсивностью  $I_0 = 6.1 \cdot 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , энергия импульса 5.8 mJ, задержка длительностью  $\tau_p = 500$  и основной рабочий импульс ( $I = 1 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ , энергия 5.3 mJ) длительностью  $\tau = 300$  fs обеспечивают коэффициент конверсии 0.2% на 50  $\mu\text{m}$  струе насыщенного раствора LiCl. В последующей работе [8] были заявлены экспериментальные коэффициенты конверсии, достигающие 2% на плоской металлической Li мишени, облучаемой одним импульсом с длиной волны 0.355  $\mu\text{m}$ , длительностью 10 ns и интенсивностью  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>. Таким образом, содержащая Li мишень сравнима по коэффициенту конверсии с мишенью из жидкого Хе и имеет более высокую спектральную яркость (потери МР-излучения в другие диапазоны волн составляют  $\sim 13\%$  [8] от энергии излучения основной линии). Недостатком такой мишени является более сильное по сравнению с Хе загрязнение поверхности рентгеновского Mo/Si-зеркала.

## Численное моделирование взаимодействия лазерного излучения с Хе-мишенью

Для описания гидродинамических процессов в мишени применяется система уравнений двухтемпературной газовой динамики [9]. Для потока тепла, переносимого электронами, используется формула Спитцера [10]. Система газодинамических уравнений замыкается уравнениями состояния идеального газа для электронов и ионов, учитывающими степень ионизации плазмы. Степень ионизации Хе плазмы  $Z$  определяется как функция от  $\rho$  и  $T_e$ , эта зависимость получена в результате квантово-механических расчетов и применяется в виде таблиц и построенной на их основе аппроксимационной формулы (3). Для переноса энергии излучением в двумерной программе используется трехтемпературное приближение [11], в одномерной — спектральное диффузионное приближение [12].

Уравнения газодинамики дополняются граничными условиями, соответствующими свободному разлету границы плазмы. Уравнение переноса лазерного излучения решается как на прямом ходе лазерного луча, так и на обратном после отражения от поверхности плазмы с критической плотностью  $\rho_{\text{cr}}$ .

Для решения уравнений спектральной диффузии применяется многогрупповое приближение [13]. Уравнения радиационной газовой динамики решаются разностным методом. Для решения разностных уравнений двух- и трехтемпературной газовой динамики применяется прямой метод [14], разностные уравнения для многогруппового диффузионного приближения также решаются прямым методом [15]. В одномерной программе, система гидродинамических уравнений решается с использованием переменных Лагранжа, в двумерной — Эйлера. Одномерная программа описывает сферически-симметричное облучение мишени лазерными импульсами. Двумерная программа в отличие от одномерной имеет цилиндрическую симметрию и решается в цилиндрической системе координат  $(r, z)$ . Осью симметрии является  $z$ , а переменная  $r$  — это расстояние от оси  $z$ , от угловой переменной  $\varphi$  зависимости нет. Лазерное излучение в двумерной программе представляет собой плоскую волну (в реальном эксперименте это соответствует фокусировке излучения на мишень длиннофокусной линзой), обладающую заданным поперечным профилем и падающую на мишень против оси  $z$ . Таким образом, для получения реальной трехмерной картины взаимодействия импульса с мишенью необходимо полученные ниже плоские двумерные картинки вращать вокруг оси  $z$ .

Расчеты по двумерной программе проводились в два этапа: на первом решаются уравнения радиационной газовой динамики в трехтемпературном приближении. На втором этапе, при известных после первого этапа распределениях плотности и температуры, решает-

Параметры оптимальных лазерных импульсов

Импульс	Энергия импульса, J	Длительность импульса, ns	Длина волны $\lambda$ , $\mu\text{m}$	Диаметр лазерного пучка, $\mu\text{m}$
Первый	0.05	0.1	1.06	80
Второй	0.6	15	10.6	150

ся уравнение переноса излучения с энергией кванта  $\bar{\varepsilon} = 92 \text{ eV}$ .

После интегрирования интенсивности рентгеновского излучения по всем направлениям, противоположным лазерному излучению (в  $2\pi$  стерадиан), вычислялся коэффициент конверсии как отношение энергии МР-излучения к энергии лазерного импульса

$$k_{\Delta\varepsilon} = \frac{E_d}{E_L} = \frac{\Delta\varepsilon \int_0^t \int_0^{\pi/2} 2\pi \int_S I_{\bar{\varepsilon}} ds d\Omega dt}{E_L}, \quad (17)$$

где  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_R - \varepsilon_L$  — ширина диапазона по энергиям интересующего нас излучения от  $\varepsilon_L = 90.92$  до  $\varepsilon_R = 92.76 \text{ eV}$ .

С помощью вышеописанных программ отыскивался максимум коэффициента конверсии  $k_{\Delta\varepsilon}$  в окрестности полученных из теоретических оценок параметров импульсов (11). Наилучшие результаты были достигнуты для сферической мишени из жидкого Хе с начальным радиусом  $R_0 = 40 \mu\text{m}$ , и лазерных импульсов с параметрами, приведенными в таблице. Время задержки  $\tau_z$  (от начала первого импульса до максимума второго)  $100 \text{ ns}$ .

Результаты одно- и двумерных компьютерных расчетов приведены ниже на рисунках 1–5. Из-за симметрии задачи относительно оси  $z$ , в двумерных расчетах на рисунках показано только верхнее полупространство. На рис. 1 приведено радиальное распределение плотности Хе-плазмы в момент максимума основного импульса.

На рис. 2 видна область плазменной короны  $r > 30 \mu\text{m}$ , где происходит основное поглощение лазерного импульса (с температурой более  $100 \text{ eV}$ ), однако плотность плазмы в этой области мала (рис. 1). Основной высвет МР-излучения происходит из области плазмы с температурой  $\sim 40 \text{ eV}$ , расположенной ближе к центру мишени (на рис. 2 этой области соответствует локальный максимум температуры фотонов). Эта область прогревается за счет электронной теплопроводности из района поглощения лазерного излучения в горячей плазменной короне. Подробное исследование пространственной конфигурации излучающей МР-области проведено с помощью двумерного моделирования (рис. 3). Основной высвет происходит из области с черным цветом. В начальный момент времени центр мишени находился в точке  $(0,0)$ .

Сравнение результатов моделирования по 1D- и 2D-программам показало качественное согласие распределений плотностей и температур. Вместе с тем 2D-моделирование приводит к более высоким локальным

температурам (сравните рис. 2 и 3) и дает более высокое значение коэффициента конверсии.

Коэффициент конверсии в заданный диапазон МР-излучения составил  $k_{\Delta\varepsilon} = 0.8\%$  в 2D-расчетах и  $0.4$  в 1D-расчетах.

Временная динамика МР-высвета такова, что к моменту окончания основного лазерного импульса мощность МР близка к максимуму и спадает до нуля в мо-

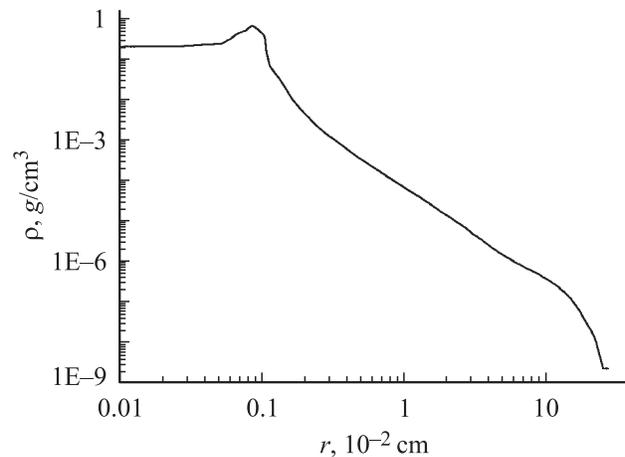


Рис. 1. Радиальное распределение плотности мишени в момент максимума основного импульса (через  $100 \text{ ns}$  от начала первого импульса), найденное по одномерной программе.

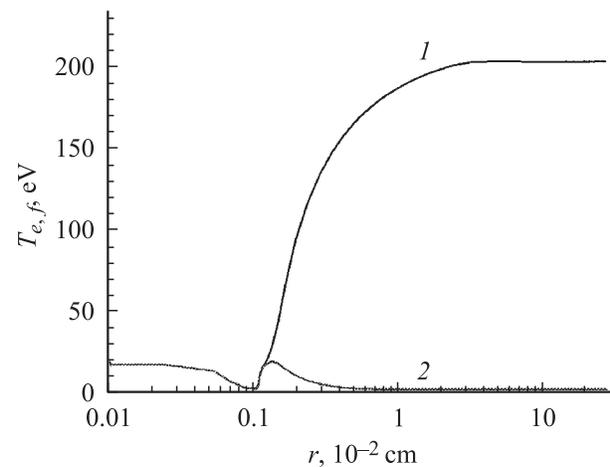


Рис. 2. Распределение температуры электронов (1) и рентгеновских фотонов (2)  $T_f = \sqrt[4]{\int I_e d\varepsilon / \sigma}$  в мишени в момент максимума основного импульса. Результат получен с помощью одномерной программы.

мент времени, соответствующий  $\sim$  двум длительностям основного импульса (послесвечение).

Результаты расчетов углового распределения мощности МР-излучения для оптимальных параметров лазерного импульса и мишени, приведенных в таблице, показаны на рис. 4. Величина  $t$  – безразмерное время, прошедшее от начала основного импульса (т.е.  $t = 1/2$  соответствует середина импульса). По оси ординат отложена мощность, нормированная на максимальное значение. По оси абсцисс — угол в градусах между направлением излучения и осью  $z$  (направлением падения оптического импульса). Видно, что большая часть МР-излучения (времена  $t \sim 1$  на рис. 4) высвечивается неанізотропно, главным образом в обратном направлении по отношению к падающему лазерному пучку. Это вызвано, во-первых, тем, что излучающая область плазмы представляет собой часть сферической оболочки, у которой размер в продольном направлении, по отношению к лазерному пучку, меньше, чем в поперечном,

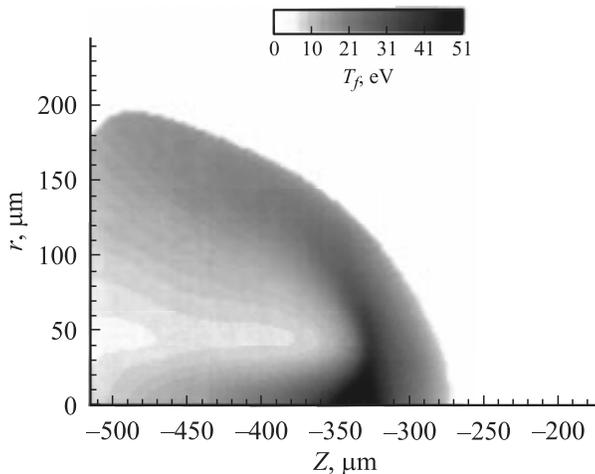


Рис. 3. Распределение температуры излучения в мишени в момент окончания основного импульса.

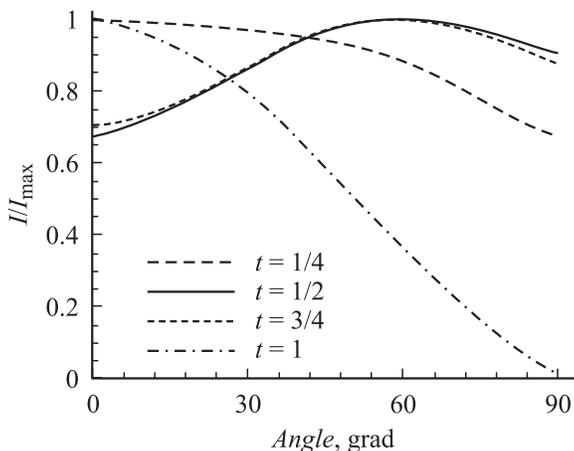


Рис. 4. Угловое распределение мощности МР-излучения для лазерного импульса с энергией 600 мДж и длительностью 15 нс.

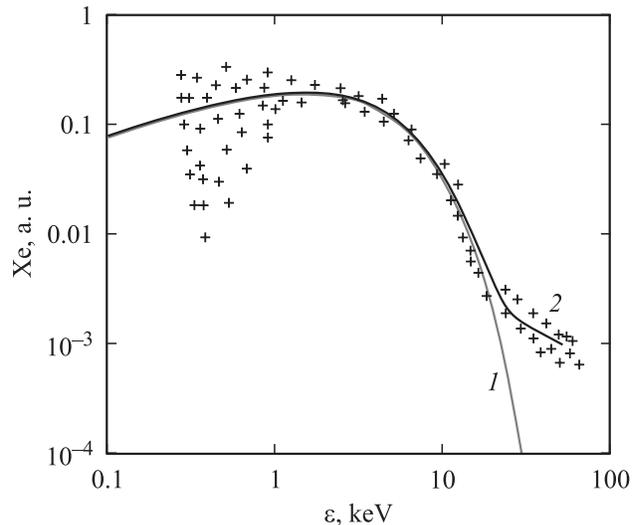


Рис. 5. Распределение ионов Хе по энергиям как функция энергии иона  $\epsilon$ . Точками изображены экспериментальные данные. 1 — однотемпературное максвелловское распределение с температурой 3 keV. 2 — двухтемпературное с температурами 3 и 15 keV.

а также тем, что излучение, идущее в направлении лазерного пучка через достаточно холодную плазму, поглощается ею. Напомним, что, согласно формуле Планка, температуре фотонов 24 eV соответствует максимум планковского спектра, приходящийся на энергию фотона 92 eV. Полуширина угла вывета 92 eV квантов составляет примерно  $120^\circ$ . Такое значение позволяет с помощью полусферической отражающей оптики перехватить значительную долю излучения и собрать ее в промежуточном фокусе системы. Кроме того, такое угловое распределение позволяет уменьшить повреждение зеркала быстрыми ионами: навстречу лазерному пучку вылетает меньшее количество ионов, чем в других направлениях.

Полный спектр МР-излучения находился с помощью одномерной программы, в которой излучение распространялось сферически-симметрично. Спектр при оптимальном коэффициенте конверсии имеет планковский вид, максимум спектра приходится на  $\sim 10$  nm, т.е. немного сдвинут в коротковолновую область по сравнению с исследуемым диапазоном ( $13.5 \pm 0.14$  nm).

Таким образом, в оптимальном варианте коэффициент конверсии  $\text{CO}_2$  лазерного излучения в МР-излучение составляет  $\sim 1\%$ . В реальной технологической схеме для достижения заданной мощности МР-излучения лазерные импульсы подаются на струю Хе с частотой повторения вплоть до 100 kHz и с нескольких направлений. При частоте повторения 100 kHz мощность лазерной системы составит 60 kW, а ожидаемая мощность МР-излучения в промежуточном фокусе до 150 W. Для получения такой мощности может быть предложена схема кругового облучения мишени вдоль экватора десятью  $\text{CO}_2$ -лазерами мощностью по 6 kW.

## Разрушение Mo/Si-зеркала быстрыми ионами лазерной плазмы

Помимо МР-излучения горячая лазерная Хе-плазма, разлетаясь, создает поток быстрых ионов и нейтральных атомов Хе. Попадая на Mo/Si-зеркала, быстрые ионы разрушают зеркальное покрытие. В работе [16], где условия были близки к тем, которые мы считаем оптимальными, экспериментально показано (см. рис. 5), что диапазон энергий ионов Хе составляет 1–10 keV, а максимум спектра приходится на  $\sim 3$  keV. Монте-Карло моделирование торможения иона Хе<sup>+2</sup> с энергией 3 keV в Mo пластине дает характерную длину пробега иона  $\sim 10$  Å. Проведем вычисление скорости деградации Mo/Si-покрытия потоком быстрых ионов при непрерывном режиме работы лазерной установки. Скорость разрушения  $dx_s/dt$  зеркального покрытия оценивается по следующей формуле:

$$dx_s/dt = (\mu\nu_p/q\rho) \int \varepsilon_i (\partial N_i / \partial \varepsilon_i) d\varepsilon_i, \quad (18)$$

где  $\mu = 95$  — молярная масса (g/mol) для Mo,  $q = 594$  kJ/mol — теплота испарения Mo,  $\rho = 10$  g/cm<sup>3</sup> — плотность Mo,  $\nu_p = 100$  kHz — частота повторения лазерных импульсов,  $\partial N_i / \partial \varepsilon_i = 1/\text{erg} \cdot \text{cm}^2$  — функция распределения падающих на единицу площади зеркала ионов по энергиям. Для ионов, которые падают на зеркало с расстояния  $l = 10$  cm в телесном угле  $\sim 2\pi$  величина  $\partial N_i / \partial \varepsilon_i = 2\pi(\partial N / \partial \varepsilon) / 4\pi l^2$ , где  $\partial N / \partial \varepsilon$  — функция распределения по энергиям быстрых частиц, образующихся при разлете лазерной плазмы. Таким образом, для оценки повреждений МР-оптики необходимо знать энергетический спектр быстрых ионов. На рис. 5 приведен экспериментальный спектр быстрых ионов плазмы Хе из [16].

Теория ускорения ионов в разлетающейся лазерной плазме развита в работах [17,18]. Небольшая ( $10^{-2}$ ) доля ионов с энергией  $> 20$  keV возникает благодаря ускорению быстрыми электронами, образующимися в результате резонансного канала поглощения лазерного излучения мишенью. Подчеркнем, что доля резонансного поглощения при рассматриваемых масштабах лазерной короны мала по сравнению с тормозным и может не учитываться в энергетическом балансе мишени. При гидродинамическом моделировании мы не можем построить функцию распределения быстрых частиц по энергиям в обычном кинетическом смысле. Оценить  $\partial N / \partial \varepsilon$  из гидродинамического расчета можно, зная радиальное распределение плотности плазмы (рис. 2) и радиальной гидродинамической скорости  $u(r)$  на момент окончания лазерного импульса

$$\partial N / \partial \varepsilon \approx 4\pi\rho(r)^2 dr / m_{\text{Хе}}^2 u du(r). \quad (19)$$

Построив (14) как функцию параметра  $m_{\text{Хе}}u(r)^2/2$ , получим аналог распределения быстрых частиц по энергиям. Проведя вычисление по формулам (18), (19),

получим, что скорость деградации покрытия составляет  $dx_s/dt = 500$  nm/min (для частоты повторения лазерных импульсов 100 kHz и энергии лазерного импульса 600 mJ). Это очень большая величина, так как для нормальной работы установки скорость не должна превышать 5 nm в месяц. Нужно уменьшить скорость разрушения приблизительно на 5 порядков. В [19,20] было показано, что сильное магнитное поле ( $\sim 3$  kGs) способно уменьшить скорость деградации зеркала на  $\sim 2$  порядка. Использование анизотропии ионного вылета также не в состоянии обеспечить столь значительного снижения ионного потока. Поэтому компоненту быстрых частиц также можно запереть приложением разности потенциалов между зеркалом и плазмой.

## Выводы

1. Предложена двухимпульсная, двухволновая схема облучения Хе лазерной мишени, обеспечивающая максимальный коэффициент конверсии лазерного излучения в рентгеновский диапазон  $13.5 \pm 0.14$  nm и использующая эффективный по КПД СО<sub>2</sub>-лазер.

2. Основной СО<sub>2</sub> лазерный импульс с длительностью 15 ns и энергией 0.6 J имеет оптимальное время задержки около 100 ns по отношению к Nd-предимпульсу и конвертируется в требуемое МР-излучение с эффективностью порядка 0.8%. Диаметр оптимального лазерного пучка 150  $\mu\text{m}$ , начальный радиус Хе-мишени составляет 40  $\mu\text{m}$ . Лазерная система из 10 СО<sub>2</sub> лазеров по 6 kW каждый при частоте повторения импульсов 100 kHz обеспечит мощность МР-излучения в промежуточном фокусе  $\geq 150$  W.

3. Моделирование углового распределения МР-излучения показало наличие пространственной анизотропии. Максимальная интенсивность наблюдается в направлении, встречном лазерному пучку, в перпендикулярном направлении интенсивность составляет  $\sim 60\%$  от максимальной. Отражающая рентгеновская оптика должна перекрывать направления максимальной интенсивности МР-излучения.

4. Оценки выхода МР-излучения для Li-содержащей мишени показали, что она может конкурировать с Хе-мишенью по коэффициенту конверсии. Достоинством Li-мишени является узкая, линейчатая форма спектра МР-излучения, недостатком — большое количество ионов Li, разрушающих покрытие рентгеновского Mo/Si-зеркала.

5. Скорость разрушения Mo/Si-зеркала быстрыми ионами Хе без принятия дополнительных мер защиты оказывается слишком высокой. Допустимое значение скорости разрушения  $\sim 5$  nm в месяц может быть достигнуто применением ряда защитных мер: экранированием плазмы сильным ( $\leq 3$  kGs) магнитным полем, запирающим ионов электрическим ( $\sim 2$  kV/cm) полем, наконец, защитным Ве-покрытием рентгеновского зеркала.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, проект № 0991.

## Список литературы

- [1] Emerging Lithography Technologies IV // Proc. SPIE. 2000. P. 3997.
- [2] *Tichenor D.A., Ray-Chaudhuri A.K., Replogle W.C.* et al. // Proc. SPIE. 2001. P. 4343.
- [3] *Schnurer V., Ter-Avetisyan S., Stiel H.* et al. // Eur. Phys. J. D 14. 2001. P. 331–335.
- [4] *Parra E., Alexeev I., Fan J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 62. P. 1063.
- [5] *Никуфиров А.Ф., Уваров В.Б.* // ЖЭТФ. 1970. Т. 15. С. 191.
- [6] *Andreev A.A.* et al. // Proc. SPIE. 2001. Vol. 4343. P. 789.
- [7] *Higashiguchi T., Andreev A.A.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2005. Vol. 86. P. 231–502.
- [8] *Rettig K., Fomenkov I., MacFarlane J.* // 3 Int. Symp. November 2004. Miyazaki, Japan.
- [9] *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы, вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
- [10] *Спитцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. (Spitzer L. K. Physics of fully ionized gases. New York–London, 1962).
- [11] *Fraley G.S., Linnebur E.J., Mason R.J., Morse R.L.* // The Physics of Fluids. 1974. Vol. 17. N 2. P. 474–489.
- [12] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [13] *Четверушкин Б.Н.* Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985.
- [14] *Николаев В.Г.* // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1985. № 2/19. С. 62–67.
- [15] *Лыков В.А., Николаев В.Г.* // ЖВМиМФ. Т. 38. N 11. С. 1907–1918.
- [16] *Murakami M., Kang Y.-G., Nishihara K.* et al. // Phys. of plasmas. 2005. Vol. 12. P. 062706.
- [17] *Mora P.* // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 90. P. 185002–1.
- [18] *Anisimov S.I., Lysikov Yu.V.* // J. Appl. Math. Mech. 1970. Vol. 34. P. 882.
- [19] *Komori H.* et al. // 3 Int. Symp. November 2004. Miyazaki, Japan.
- [20] *Andreev A.A., Platonov K.Yu.* et al. // Book of Abstracts. ICONO/LAT Conf. St. Petersburg, May 2005. P. 149.