

Моделирование генерации характеристического рентгеновского излучения при вакуумном нагреве электронов в кластере фемтосекундным лазерным импульсом

О.Ф.Костенко

Разработана модель формирования горячих электронов при вакуумном нагреве фемтосекундным лазерным импульсом вблизи поверхности сферических кластеров и генерации K_{α} -излучения. Результаты моделирования соответствуют измерениям при диаметре кластеров меньше или порядка длины волны для случаев р-поляризованного и падающего вдоль нормали к поверхности лазерных излучений. Обсуждается существенное уменьшение коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию K_{α} -излучения с уменьшением длины волны от 1.24 до 0.4 мкм, наблюдаемое при интенсивности 2×10^{17} Вт/см².

Ключевые слова: вакуумный нагрев электронов, кластеры, генерация K_{α} -излучения.

1. Введение

Поглощение лазерной энергии при взаимодействии р-поляризованного фемтосекундного лазерного излучения с нерелятивистской интенсивностью и плотной плазмы на поверхности твердотельной мишени может быть обусловлено вакуумным нагревом электронов, если амплитуда их осцилляций за счет перпендикулярной к поверхности компоненты лазерного поля превышает характерный размер неоднородности плотности плазмы вблизи ее критической плотности [1, 2]. В этом случае электроны вытягиваются лазерным полем из плазмы в вакуум в течение четверти периода поля, и их дальнейшее движение определяется как падающим и отраженным лазерными полями, так и самосогласованным электростатическим полем [1]. Основная часть электронов затем возвращается в плазму в течение периода лазерного поля, набирая энергию порядка осцилляторной энергии. Поскольку электрическое поле внутри плазмы со сверхкритической плотностью и резкой границей мало, дальнейший обмен энергией этих электронов с полем незначителен. Электроны проникают в холодное вещество за плазмой, вызывая ударную ионизацию К-оболочки атомов. Одним из каналов снятия возбуждения атомов является испускание фотонов характеристического рентгеновского излучения при 2р–1s-переходах. Аналитическая модель вакуумного нагрева электронов [1] удовлетворительно описывает данные измерений выхода K_{α} -излучения из массивных мишеней с плоской поверхностью [3, 4].

Локальное усиление лазерного поля вблизи поверхности структур, размер которых меньше или порядка длины волны, приводит к увеличению выхода жесткого рентгеновского излучения, что наблюдалось в экспериментах при помещении наносфер [5], сфер [6, 7], нанотрубок [8], наностержней [9] на поверхности мишеней и при созда-

нии периодических структур на этих поверхностях [10, 11]. В частности, увеличение выхода K_{α} -излучения и температуры горячих электронов исследовалось в зависимости от размера сферических частиц, расположенных на плоской поверхности кремниевой мишени в виде одного слоя с плотной гексагональной упаковкой [6].

Моделирование выхода K_{α} -излучения из медной мишени с учетом поглощения энергии лазерного поля горячими электронами, генерируемыми на поверхности плазменных кластеров согласно механизму вакуумного нагрева, показало сильную зависимость этого выхода от соотношения размера кластера и длины волны [12]. Сопоставление результатов моделирования [13] и измерений [6] затруднено тем, что используемая приближенная аналитическая модель генерации K_{α} -фотонов электронами в твердом теле дает существенное уменьшение точности расчетов уже для такого легкого элемента как титан [14] и, кроме того, не учитывает анизотропию выхода K_{α} -излучения. В настоящей работе для расчетов выхода K_{α} -излучения из кремниевой мишени, покрытой сферическими кластерами, применяется аналитическая модель [15], обобщенная на случай наклонного падения электронов. Разработанная модель генерации K_{α} -излучения при вакуумном нагреве электронов проверяется путем сопоставления результатов расчетов и измерений [16] выхода K_{α} -излучения из массивной железной мишени с плоской поверхностью. Средняя энергия электронов рассчитывается как отношение энергии, поглощенной электронами на поверхности сферических кластеров, к числу этих электронов, и проводится сравнение ее с результатами измерений температуры горячих электронов [6].

Выход K_{α} -фотонов с энергией 1.74 кэВ из плоской кремниевой мишени, измеренный при интенсивности 2×10^{17} Вт/см² и длине волны лазерного излучения 0.4 мкм [6], в 40 раз меньше выхода K_{α} -фотонов с энергией 6.4 кэВ из плоской железной мишени, измеренного при длине волны 1.24 мкм, интенсивности 1.9×10^{17} Вт/см² и близких остальных параметрах эксперимента [16]. Коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию K_{α} -излучения (в телесный угол, равный 2π ср) уменьшается при этом с 8×10^{-5} до 8×10^{-7} , т. е. в 100 раз. В настоящей рабо-

О.Ф.Костенко. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр.2; e-mail: olegkost@ihed.ras.ru

те обсуждается также связь этого уменьшения с уменьшением эффективности вакуумного нагрева электронов коротковолновым лазерным излучением.

2. Модель вакуумного нагрева электронов

Согласно модели вакуумного нагрева электронов [1], электрическое поле $E_{os}\sin(\omega t)$, приложенное перпендикулярно поверхности плотной плазмы с резкой границей при $t > 0$, вытягивает из нее электроны, которые затем возвращаются в плазму при $t > \pi/(2\omega)$. Момент вылета электрона $0 < t_s < \pi/(2\omega)$ и момент его возвращения t связаны уравнением

$$\sin t - \sin \tau_s - (\tau - \tau_s)\cos \tau_s + \frac{1}{2}(\tau - \tau_s)^2 \sin \tau_s = 0,$$

где $\tau_s = \omega t_s$ и $\tau = \omega t$. Концентрация и скорость возвращающихся электронов на границе плазмы описываются выражениями

$$n_c(\tau) = \frac{2n_0}{(\tau - \tau_s)^2}, \quad v_c(\tau) = v_{os}[\cos \tau - \cos \tau_s + (\tau - \tau_s)\sin \tau_s], \quad (1)$$

где $n_0 = m\omega^2/(4\pi e^2)$ – критическая концентрация электронов; $v_{os} = eE_{os}/(m\omega)$; e и m – абсолютная величина заряда и масса электрона.

Поверхностная плотность энергии, поглощенной электронами в течение времени $\pi/(2\omega) < t < 5\pi/(2\omega)$, определяется путем численного интегрирования потока энергии электронов [1]:

$$W_a = \frac{m}{2\omega} \int_{\pi/2}^{5\pi/2} n_c(\tau) v_c^3(\tau) d\tau = \eta N \frac{mv_{os}^2}{2}, \quad (2)$$

где $N = E_{os}/(4\pi e)$ – поверхностная концентрация электронов, вылетевших к моменту времени $\pi/(2\omega)$; $\eta = 1.57$. Поверхностная концентрация вернувшихся в плазму в течение указанного времени электронов

$$n = \frac{1}{\omega} \int_{\pi/2}^{5\pi/2} n_c(\tau) v_c(\tau) d\tau = \gamma N, \quad (3)$$

где $\gamma = 0.77$.

3. Модель генерации K_α -излучения

Электрон с начальной энергией \mathcal{E}_0 , падающий на плоскую мишень под углом χ , генерирует на отрезке пути ds на расстоянии $s\cos\chi$ от поверхности

$$dn_K = \omega_K p_\alpha n_a \sigma_K(\mathcal{E}) ds$$

фотонов K_α -излучения, где $\sigma_K(\mathcal{E})$ – сечение ударной ионизации K -оболочки электроном с энергией $\mathcal{E}(\mathcal{E}_0, s)$; n_a – концентрация атомов; ω_K – вероятность радиационного снятия возбуждения; p_α – вероятность высвечивания K_α -фотона. При этом из мишени под углом α_0 испускается

$$dn_{em} = dn_K \frac{d\Omega}{4\pi} \exp\left(-\frac{s\cos\chi}{l_a \cos\alpha_0}\right)$$

фотонов в телесный угол $d\Omega$, где l_a – длина поглощения. Потери энергии электроном описываются функцией $S_p(\mathcal{E})$:

$$\frac{d\mathcal{E}}{ds} = -S_p(\mathcal{E}).$$

Длина пробега, на которой энергия электрона уменьшается от \mathcal{E}_0 до \mathcal{E} , есть

$$s(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}) = \int_{\mathcal{E}}^{\mathcal{E}_0} \frac{d\mathcal{E}_1}{S_p(\mathcal{E}_1)}.$$

Полное число фотонов в единицу телесного угла, испускаемых электроном из массивной мишени под углом α_0 , определяется выражением

$$N_{em}(\mathcal{E}_0, \chi) = \frac{\omega_K p_\alpha n_a}{4\pi} \int_{\mathcal{E}_K}^{\mathcal{E}_0} \frac{\sigma_K(\mathcal{E})}{S_p(\mathcal{E})} d\mathcal{E} \exp\left[-\frac{s(\mathcal{E}_0, \mathcal{E})\cos\chi}{l_a \cos\alpha_0}\right], \quad (4)$$

где \mathcal{E}_K – потенциал ионизации K -оболочки. Подразумевается, что толщина массивной мишени больше, чем $s(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_K)\cos\chi$.

4. Моделирование генерации K_α -излучения при вакуумном нагреве электронов фемтосекундным лазерным импульсом вблизи поверхности плоской мишени

При вакуумном нагреве электронов р-поляризованным лазерным полем с нерелятивистской интенсивностью вблизи плоской поверхности плотной плазмы, которая моделируется диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p \rightarrow -\infty$, амплитуда электрического поля, перпендикулярного поверхности, может быть аппроксимирована выражением

$$E_{os} = \alpha E_L \sin \theta, \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{1 + 8\beta} - 1}{2\beta}; \quad \beta = \frac{a_L \eta \sin^3 \theta}{2\pi \cos \theta}; \quad a_L = \frac{eE_L}{m\omega c};$$

$E_L = (8\pi I_L/c)^{1/2}$ – амплитуда лазерного поля; I_L – интенсивность лазерного импульса; θ – угол падения излучения; c – скорость света [1, 4]. Формула (5) получена в предположении, что коэффициент отражения по полю можно представить в виде $(1-f)^{1/2}$, где $f = \beta\alpha^3$ – коэффициент поглощения лазерного излучения горячими электронами.

Электроны с энергией $\mathcal{E}_0 = mv^2/2$, падающие перпендикулярно поверхности мишени ($\chi = 0$) на единицу площади в течение лазерного периода, приводят к испусканию

$$n_{ph}(a_L) = \frac{1}{\omega} \int_{\pi/2}^{5\pi/2} n_c(\tau) v_c(a_L, \tau) N_{em}(\mathcal{E}_0(a_L, \tau), 0) d\tau \quad (6)$$

фотонов в единицу телесного угла. Здесь скорость электронов v_c (1) определяется полем (5), и их энергия \mathcal{E}_0 пропорциональна величине

$$\frac{mv_{os}^2}{2} = \frac{mc^2}{2} \alpha^2 a_L^2 \sin^2 \theta;$$

$$a_L^2(I_L) = \frac{2e^2}{\pi m^2 c^5} I_L \lambda^2.$$

Учитывая зависимость интенсивности от радиуса и времени и пренебрегая изменением ее вдоль оси лазерного пучка, получаем полное число фотонов, генерируемых

лазерным импульсом в единицу телесного угла в заданном направлении:

$$N_K = \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{\infty} \frac{2\pi}{\cos\theta} r m_{ph}(I_L(r, t)) dr.$$

При гауссовом распределении интенсивности

$$I_L(\kappa) = I_0 \exp(-\kappa), \quad \kappa = t^2/t_0^2 + r^2/r_0^2 \tag{7}$$

число фотонов

$$N_K = \frac{r_0^2 t_0}{\cos\theta} \int_0^{\kappa_{max}} \sqrt{\kappa} \omega n_{ph}(I_L(\kappa)) d\kappa, \tag{8}$$

где ωn_{ph} определяется формулой (6). Верхний предел интегрирования κ_{max} находится из условия

$$\max_{\pi/2 \leq \tau \leq 3\pi/2} [E_0(I_{min}, \tau)] = E_K, \tag{9}$$

согласно которому максимальная энергия электронов при минимальной интенсивности $I_{min} = I_L(\kappa_{max})$ равна потенциалу ионизации.

Расчеты выхода K_{α} -излучения из массивной железной мишени проводились для лазерного импульса с длиной волны излучения $\lambda = 1.24$ мкм при экспериментальных параметрах, соответствующих работе [16]. Потери энергии электронов в железе $S_p(\mathcal{E})$ рассчитывались с использованием базы данных ESTAR [17]. Сечение ионизации К-оболочки $\sigma_K(\mathcal{E})$ определялось согласно аналитическому выражению из работы [18]. При расчетах использовались следующие параметры: вероятности $\omega_K = 0.34$ [19] и $p_{\alpha} = 0.882$ [20], концентрация атомов $n_a = 8.5 \times 10^{22}$ см⁻³, потенциал ионизации $E_K = 7.11$ кэВ и длина поглощения $l_a = 18.6$ мкм K_{α} -излучения с энергией 6.4 кэВ [21], которые соответствуют железу при нормальных условиях.

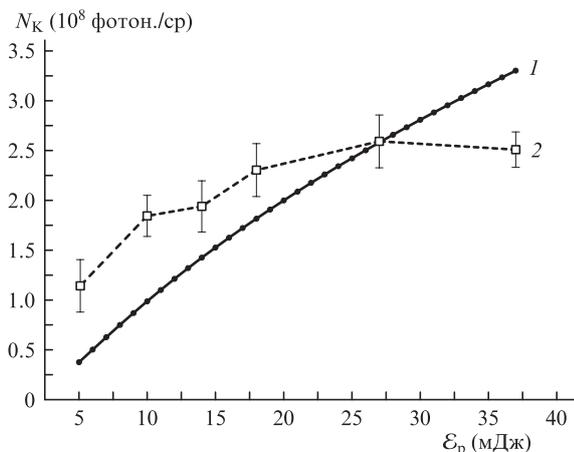


Рис.1. Выход K_{α} -излучения из железной мишени под углом $\alpha_0 = 45^\circ$ в зависимости от энергии лазерного импульса ($\lambda = 1.24$ мкм, р-поляризация, $\theta = 45^\circ$, диаметр фокального пятна и длительность лазерного импульса на уровне половины интенсивности соответственно 10 мкм и 80 фс). Кривая 1 – расчет по формуле (8) с κ_{max} , определяемым условием (9), кривая 2 – результаты измерений выхода K_{α} -излучения [16], пересчитанные на одну вспышку лазера.

Расчеты по формуле (8) приводят к значениям выхода K_{α} -излучения, близким к измеренным при энергиях лазерного импульса $E_p = 14-27$ мДж (рис.1), которые соответствуют интенсивностям $I_0 = E_p / (\pi^{3/2} r_0^2 t_0) = (1.45-2.8) \times 10^{17}$ Вт/см².

5. Моделирование генерации K_{α} -излучения при вакуумном нагреве электронов лазерным импульсом вблизи поверхности сферических кластеров

При вакуумном нагреве электронов лазерным полем вблизи поверхности плотного ионизованного кластера электромагнитное поле рассеянной волны может быть описано выражением $E_s = r_s E_{s0}$, $B_s = r_s B_{s0}$, где E_{s0} и B_{s0} – электрическое и магнитное поля волны, рассеянной шаром с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_p \rightarrow -\infty$, а $r_s < 1$ – коэффициент, учитывающий поглощение лазерной энергии горячими электронами. Такой подход аналогичен методу, рассмотренному в предыдущем разделе в случае плоской плазмы [12, 13].

Если лазерное поле описывается плоской волной $E_L = e_x E_L \exp(ik_0 z - i\omega t)$, поляризованной вдоль единичного вектора e_x и распространяющейся вдоль оси z , то радиальная компонента полного поля $E = E_L + E_s$ на поверхности кластера определяется выражением

$$E_r(r_s, \theta_1, \varphi_1, E_L, \rho) = -E_L \exp(-i\omega t) \frac{\cos\varphi_1}{\rho} \times \sum_{n=1}^{\infty} i^{n+1} (2n+1) P_n^1(\cos\theta_1) [j_n(\rho) + r_s b_n^s(\rho) h_n^{(1)}(\rho)],$$

где $\rho = k_0 R$; $k_0 = \omega/c$; R – радиус кластера; $j_n(\rho)$ и $h_n^{(1)}(\rho)$ – сферические функции Бесселя первого и третьего рода; $P_n^1(\cos\theta_1)$ – присоединенные полиномы Лежандра. В сферических координатах угол θ_1 отсчитывается от направления волнового вектора $k_0 || e_z$, а угол φ_1 – от направления вектора поляризации e_x . Выражения для коэффициентов разложения поля E_{s0} по векторным сферическим волновым функциям имеют вид

$$a_n^s(\rho) = -\frac{j_n(\rho)}{h_n^{(1)}(\rho)}, \quad b_n^s(\rho) = -\frac{[\rho j_n(\rho)]'}{[\rho h_n^{(1)}(\rho)]'}$$

Если $\alpha_L \ll \rho$, то электроны вылетают из кластера на расстоянии, малое по сравнению с его радиусом. Поглощаемая электронами на поверхности кластера мощность

$$P_c(r_s, a_L, \rho) = \frac{\omega R^2}{2\pi} \int_0^{\pi} \sin\theta_1 d\theta_1 \int_0^{2\pi} d\varphi_1 W_a(r_s, \theta_1, \varphi_1, a_L, \rho).$$

Поверхностная плотность энергии W_a (2), поглощенной электронами в течение периода поля, определяется выражением

$$E_{os} = |E_r(r_s, \theta_1, \varphi_1, E_L, \rho)|. \tag{10}$$

С другой стороны, мощность, поглощаемая кластером, вычисляется путем интегрирования радиальной составляющей плотности потока энергии полного поля $S = c \text{Re}(E \times B^*) / (8\pi)$ по сфере большого радиуса в волновой зоне [22]:

$$P_W(r_s, a_L, \rho) = -\frac{m^2 c^5}{4e^2} a_L^2 r_s \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \times \{ \text{Re}[a_n^s(\rho)] + \text{Re}[b_n^s(\rho)] + r_s [|a_n^s(\rho)|^2 + |b_n^s(\rho)|^2] \}.$$

Коэффициент $r_s(a_L, \rho)$ находится из решения уравнения $P_e(r_s, a_L, \rho) = P_W(r_s, a_L, \rho)$.

При расчете выхода K_α -излучения из плоской массивной мишени, покрытой сферическими кластерами, поле на верхней полусфере кластера, которое определяет скорость v_e (1) и энергию $\mathcal{E}_0 = mv_e^2/2$ электронов, попадающих затем в мишень, считалось равным $E_{os}(r_s(a_L, \rho), \theta_1, \varphi_1, E_L, \rho)$ (10). Электроны, падающие перпендикулярно поверхности кластера на единицу площади в течение лазерного периода, приводят к испусканию

$$n_{ph}(\theta_1, \varphi_1, a_L, \rho) = \frac{1}{\omega} \int_{\pi/2}^{5\pi/2} n_e(\tau) v_e(\theta_1, \varphi_1, \tau, a_L, \rho) \times N_{em}(\mathcal{E}_0(\theta_1, \varphi_1, \tau, a_L, \rho), \chi) d\tau \quad (11)$$

фотонов в единицу телесного угла. В сферической системе координат (χ, φ_2) , связанной с верхней полусферой кластера, угол χ отсчитывается от нормали к поверхности мишени и является углом падения электронов на мишень. Если угол φ_2 отсчитывается от оси, принадлежащей плоскости падения р-поляризованного лазерного поля, то

$$\cos \theta_1 = -(\sin \chi \cos \varphi_2 \sin \theta + \cos \chi \cos \theta), \quad (12)$$

$$|\cos \varphi_1| = \frac{|\sin \theta \cos \chi - \sin \chi \cos \varphi_2 \cos \theta|}{[1 - (\sin \chi \cos \varphi_2 \sin \theta + \cos \chi \cos \theta)^2]^{1/2}},$$

что позволяет выразить величины E_{os} (10) и, следовательно, n_{ph} (11) в переменных χ и φ_2 . Пренебрегая изменением интенсивности вдоль оси лазерного пучка и учитывая ее зависимость от радиуса и времени (7) при условии $R \ll r_0$, получаем число фотонов в единицу телесного угла, генерируемых лазерным импульсом при взаимодействии с одним кластером,

$$N_{ph}(r, \rho) = R^2 \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} d\chi \sin \chi \frac{\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt n_{ph}(\chi, \varphi_2, I_L(r, t), \rho).$$

Выход K_α -излучения

$$N_K(\rho) = \frac{2\pi n_{cl}}{\cos \theta} \int_0^{\infty} r dr N_{ph}(r, \rho),$$

где n_{cl} – поверхностная плотность кластеров на мишени. При плотной упаковке кластеров ($n_{cl} \approx 1/(\pi R^2)$), пренебрегая вкладом от плоской поверхности, получаем для гауссова импульса (7) выход фотонов в единицу телесного угла в заданном направлении

$$N_K(\rho) = \frac{r_0^2 t_0}{\pi \cos \theta} \int_0^{\chi_{max}} \sqrt{\chi} d\chi \times \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} \sin \chi d\chi \omega n_{ph}(\chi, \varphi_2, I_L(\chi), \rho). \quad (13)$$

Здесь ωn_{ph} определяется формулой (11). Верхний предел интегрирования χ_{max} связан с условием

$$\max[\mathcal{E}_0(\chi, \varphi_2, \tau, I_L(\chi_{max}), \rho)] = \mathcal{E}_K, \quad (14)$$

согласно которому максимальная энергия электронов, генерируемых на верхней полусфере кластера при минимальной интенсивности, равна потенциалу ионизации.

Расчеты выхода K_α -излучения из массивной плоской кремниевой мишени, покрытой плотноупакованными сферическими кластерами, проводились для лазерного импульса с длиной волны излучения 0.4 мкм при пиковой интенсивности $I_0 = 2 \times 10^{17}$ Вт/см² и других экспериментальных параметрах, соответствующих работе [6] (см. также [7, 23]). Потери энергии электронов в кремнии $S_p(\mathcal{E})$ рассчитывались с использованием базы данных ESTAR [17]. Сечение ионизации К-оболочки $\sigma_K(\mathcal{E})$ определялось согласно аналитическому выражению из работы [18]. При расчетах использовались следующие параметры: вероятности $\omega_K = 0.05$ [19] и $p_\alpha = 0.974$ [20], концентрация атомов $n_a = 5 \times 10^{22}$ см⁻³, потенциал ионизации $\mathcal{E}_K = 1.84$ кэВ и длина поглощения $l_a = 12.24$ мкм K_α -излучения с энергией 1.74 кэВ [21], которые соответствуют кремнию при нормальных условиях.

Расчет выхода K_α -излучения из плоской мишени по формуле (8) при $\chi_{max} = 3.37$, определяемом потенциалом ионизации кремния (9), дал величину, которая превышает измеренное значение, указанное на рис.2,а при $\rho = 0$, примерно в 20 раз. Отметим, что в случае длинноволнового лазерного излучения с $\lambda = 1.24$ мкм результат аналогичного расчета при близкой пиковой интенсивности 1.9×10^{17} Вт/см², которая на рис.1 отвечает энергии импульса 18 мДж, соответствует измеренному значению с точностью не хуже 30%. Если рассматривать χ_{max} при $\lambda = 0.4$ мкм в качестве подгоночного параметра, то выход K_α -излучения описывается при малых значениях этого параметра: 0.12 (р-поляризация, плоская мишень), 0.18 (р-поляризация, мишень с кластерами) и 0.13 ($\theta = 0$, мишень с кластерами) (рис.2). Следовательно, в случае коротковолнового излучения генерация K_α -фотонов осуществлялась при интенсивностях $(1.7-2) \times 10^{17}$ Вт/см², близких к пиковой, а при $\lambda = 1.24$ мкм определяемая потенциалом ионизации железа (9) минимальная интенсивность $I_{min} = I_0 \exp(-\chi_{max}) = 2.8 \times 10^{15}$ Вт/см² при $\chi_{max} = 4.26$.

Механизм вакуумного нагрева эффективен, если амплитуда осцилляций горячих электронов $A_{os} = v_{os}/\omega$ превышает характерный размер неоднородности плотности плазмы L_c вблизи критической концентрации тепловых электронов n_c [1]. Поскольку амплитуда осцилляций сильно зависит от длины волны, $A_{os} \propto I_L^{1/2} \lambda^2$, а масштаб неоднородности плотности зависит от нее слабо, $L_c \propto I_L^{4/27} \lambda^{-1/27} t^{29/27}$ [24], то при близких длительностях лазерных импульсов условие

$$A_{os} > L_c \quad (15)$$

может выполняться для длинноволнового излучения в диапазоне интенсивностей от I_{min} до I_0 и только в небольшом интервале вблизи I_0 для коротковолнового излучения. Действительно, расчет размера

$$L_c = n_c / (dN_e/dx) |_{N_e = n_c},$$

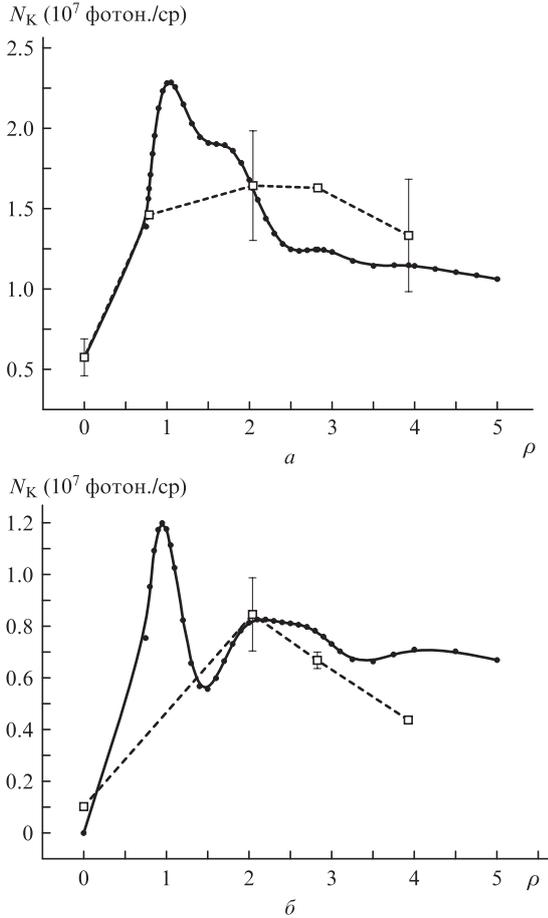


Рис.2. Выход K_{α} -излучения из плоской (при $\rho = 0$) кремниевой мишени, покрытой сферическими кластерами, в случаях р-поляризованного ($\theta = 45^\circ$) (а) и падающего по нормали к поверхности ($\theta = 0$) (б) лазерного излучения. Кривые – расчет по формулам (8) (при $\rho = 0$) и (13) при указанных в тексте значениях κ_{\max} . Светлые точки – результаты измерений [6] при $\lambda = 0.4$ мкм, $\mathcal{E}_p = 12$ мДж, длительности лазерного импульса на уровне половины интенсивности 100 фс, радиусе фокального пятна на уровне $1/e^2$, равном 6 мкм, и $\alpha_0 = 40^\circ$.

где N_e – концентрация тепловых электронов, по одномерной гидродинамической модели [25] с использованием кода Virtual Laser Laboratory [26] показывает, что при воздействии на алюминиевую мишень лазерного импульса с высоким контрастом [6], интенсивностью $I_0 = 2 \times 10^{17}$ Вт/см² и длиной волны излучения 0.4 мкм характерный масштаб неоднородности плотности L_c составляет ~ 10 нм в момент максимума интенсивности, при этом амплитуда осцилляций горячих электронов принимает близкое значение: $A_{os} = 13$ нм. Для длинноволнового излучения (1.24 мкм) при минимальной интенсивности $I_{\min} = 2.8 \times 10^{15}$ Вт/см² амплитуда осцилляций равна 15 нм, т.е. действительно в этом случае выход K_{α} -излучения определяется не условием (15), а потенциалом ионизации (9).

6. Расчет температуры горячих электронов

Средняя энергия электронов, попадающих в мишень, покрытую плотноупакованными кластерами, находилась как отношение энергии, поглощенной электронами на верхних полусферах кластеров, к числу этих электронов при определенном значении κ_{\max} :

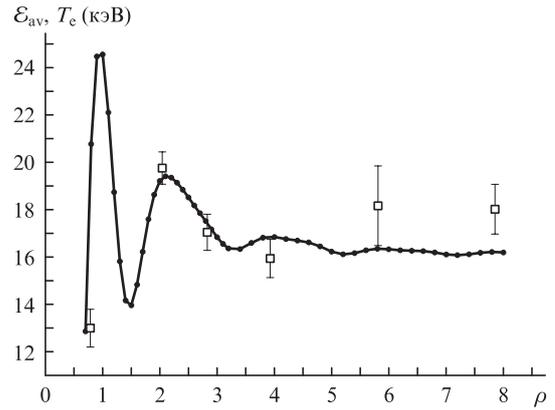


Рис.3. Средняя энергия электронов, рассчитанная по формуле (17) с указанным в тексте значением κ_{\max} при $I_0 = 2 \times 10^{17}$ Вт/см² и $\lambda = 0.4$ мкм. Светлые точки – измеренные значения температуры T_e горячих электронов при различных диаметрах кластеров [6].

$$\mathcal{E}_{av}(\rho) = \frac{\int_0^{\kappa_{\max}} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} \sin \chi d\chi W_a(\chi, \varphi_2, a_L(\kappa), \rho)}{\int_0^{\kappa_{\max}} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} \sin \chi d\chi n(\chi, \varphi_2, a_L(\kappa), \rho)}$$

Учитывая зависимости поверхностных плотности поглощенной энергии W_a (2) и концентрации электронов n (3) от поля E_{os} (10), получаем

$$\mathcal{E}_{av}(\rho) = \frac{\eta mc^2 a_L^2(I_0)}{2\gamma\rho^2} \times$$

$$\frac{\int_0^{\kappa_{\max}} e^{-3\kappa/2} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} \sin \chi d\chi |\cos \varphi_1|^3 \Sigma^3(\cos \theta_1, a_L(\kappa), \rho)}{\int_0^{\kappa_{\max}} e^{-\kappa/2} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^{2\pi} d\varphi_2 \int_0^{\pi/2} \sin \chi d\chi |\cos \varphi_1| \Sigma(\cos \theta_1, a_L(\kappa), \rho)} \quad (16)$$

где

$$\Sigma(\cos \theta_1, a_L(\kappa), \rho) = \left| \sum_{n=1}^{\infty} i^n (2n+1) P_n^1(\cos \theta_1) \times [j_n(\rho) + r_s(a_L(\kappa), \rho) b_n^s(\rho) h_n^{(1)}(\rho)] \right|,$$

а $\cos \theta_1$ и $|\cos \varphi_1|$ определяются формулами (12). При нормальном падении лазерного излучения ($\theta = 0$) выражение для средней энергии (16) имеет вид

$$\mathcal{E}_{av}(\rho) = \frac{\eta mc^2 a_L^2(I_0)}{3\gamma\rho^2} \times \frac{\int_0^{\kappa_{\max}} e^{-3\kappa/2} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^1 d\xi \Sigma^3(-\xi, a_L(\kappa), \rho)}{\int_0^{\kappa_{\max}} e^{-\kappa/2} \sqrt{\kappa} d\kappa \int_0^1 d\xi \Sigma(-\xi, a_L(\kappa), \rho)} \quad (17)$$

В работе [6] одновременно с выходом K_{α} -излучения при нормальном падении лазерного излучения на мишень с кластерами измерялась температура горячих электронов. Последняя принималась равной температуре жесткого тормозного рентгеновского излучения из мишени, имеющего экспоненциальный спектр. На рис.3 показано, что измеренные значения температуры при различных диаметрах кластеров соответствуют рассчитанным по формуле (17) значениям средней энергии электронов

при $\kappa_{\max} = 0.13$, определенном в предыдущем разделе сопоставлением результатов расчетов и измерений выхода K_{α} -излучения из кремниевой мишени с кластерами при нормальном падении лазерного излучения.

7. Заключение

Расчет температуры горячих электронов подтверждает вывод о том, что в условиях эксперимента [6] генерация горячих электронов и, следовательно, K_{α} -излучения происходит при интенсивностях, близких к пиковой. Построенная модель генерации K_{α} -излучения при вакуумном нагреве электронов фемтосекундным лазерным импульсом вблизи поверхности сферических кластеров описывает измерения [6] при диаметре кластеров меньше или порядка длины волны как для р-поляризованного, так и для падающего по нормали к поверхности лазерного излучения.

При воздействии на плоские мишени фемтосекундных лазерных импульсов с интенсивностью 2×10^{17} Вт/см² наблюдается уменьшение (в 100 раз) коэффициента преобразования лазерной энергии в энергию K_{α} -излучения с уменьшением длины волны от 1.24 до 0.4 мкм [6, 16] нельзя объяснить только уменьшением энергии горячих электронов, которая пропорциональна λ^2 , а также уменьшением вероятности радиационного снятия возбуждения атомов и увеличением самопоглощения в кремнии по сравнению с железом. В случае коротковолнового лазерного излучения эффективность вакуумного нагрева электронов при указанной интенсивности ограничивалась условием (15).

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
2. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction* (London: Imperial College Press, 2005).
3. Khattak F.Y., Percie du Sert O.A.M.B., Riley D., et al. *Phys. Rev. E*, **74**, 027401 (2006).
4. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Физика плазмы*, **37**, 469 (2011).

5. Rajeev P.P., Taneja P., Ay yub P., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 115002 (2003).
6. Sumeruk H.A., Kneip S., Symes D.R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 045001 (2007).
7. Sumeruk H.A., Kneip S., Symes D.R., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 062704 (2007).
8. Suman Bagchi, Prem Kiran P., Yang K., et al. *Phys. Plasmas*, **18**, 014502 (2011).
9. Ovchinnikov A.V., Kostenko O.F., Chefonov O.V., et al. *Laser Part. Beams*, **29**, 249 (2011).
10. Волков Р.В., Голишников Д.М., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **77**, 568 (2003).
11. Subhendu Kahaly, Yadav S.K., Wang W.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 145001 (2008).
12. Kostenko O.F., Andreev N.E. *Phys. Scr.*, **81**, 055505 (2010).
13. Kostenko O.F., Andreev N.E. *Contrib. Plasma Phys.*, **51**, 463 (2011).
14. Reich Ch., Gibbon P., Uschmann I., Förster E. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4846 (2000).
15. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **43**, 237 (2013).
16. Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 80 (2006).
17. Berger M.J., Coursey J.S., Zucker M.A., Chang J. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)* (Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2005).
18. Hombourger C. *J. Phys. B*, **31**, 3693 (1998).
19. Krause M.O. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **8**, 307 (1979).
20. Salem S.I., Panossian S.L., Krause R.A. *At. Data Nucl. Data Tables*, **14**, 91 (1974).
21. Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. *At. Data Nucl. Data Tables*, **54**, 181 (1993).
22. Костенко О.Ф., Андреев Н.Е. *Физика плазмы*, **33**, 556 (2007).
23. Kneip S., Cho B.I., Symes D.R., et al. *High Energy Density Phys.*, **4**, 41 (2008).
24. Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Ефремов В.П., Фортов В.Е. *TBT*, **41**, 679 (2003).
25. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Apfelbaum E.M., et al. *Appl. Surf. Sci.*, **258**, 9480 (2012).
26. <http://vll.ihed.ras.ru>.