

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 79.10.-n; 79.20.-m; 52.38.Mf; 42.65.Re

## Термоэмиссия электронов при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на мишень из золота

С.Г.Бежанов, А.П.Канавин, С.А.Урюпин

*Изучено влияние d-электронов на нагрев мишени из золота при поглощении фемтосекундного лазерного импульса и на последующую термоэмиссию горячих электронов. Показано, что учет влияния d-электронов приводит к значительному завышению числа эмиттируемых электронов. Установлено, что приближенное описание греющего поля в скин-слое без учета неоднородности диэлектрической проницаемости не вызывает существенного изменения максимальной температуры электронов на поверхности металла и практически не влияет на процесс термоэмиссии.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, термоэмиссия электронов, неоднородный нагрев, d-электроны.

## 1. Введение

Интерес к изучению эмиссии электронов из металла связан с проблемой генерации пучков электронов большой плотности, которые могут использоваться при решении важных прикладных задач. Причиной выхода электронов из металла под действием импульсов лазерного излучения может быть многофотонная ионизация, термоэлектронная эмиссия или одновременное проявление этих механизмов. Известно, что в случае длительности импульсов  $\sim 100$  фс или меньше термоэмиссия доминирует уже при плотности потока лазерного излучения свыше  $10^9 - 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. Часто при рассмотрении термоэмиссии используют формулу Ричардсона–Дешмана для  $j_T$  – плотности потока эмиттируемых электронов, полученную в приближении однородной, не изменяющейся во времени температуры электронов [2, 3]. Влияние градиента температуры электронов, возникающего, в частности, при нагреве металла из-за поглощения фемтосекундного лазерного импульса, на величину  $j_T$  описано в работе [4]. Согласно [4] при температурах электронов, меньших отвечающих энергии Ферми  $\varepsilon_F$  и работы выхода  $e\phi$ , влияние неоднородности температуры  $T$  на величину  $j_T$  характеризуется параметром

$$\Lambda \sim \sqrt{2} (l_T/L) (e\phi/k_B T) \sqrt{(\varepsilon_F + e\phi)/k_B T},$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $e$  – заряд электрона;  $l_T$  – длина свободного пробега электрона с энергией  $k_B T$ ;  $L$  – масштаб неоднородности температуры. В реализующихся условиях этот параметр не всегда мал. Изменяется во времени и температура электронов. Вместе с тем, поскольку эмиссия электронов происходит из приповерхностного слоя, толщина которого меньше длины свободного пробега, и за время, меньшее обратной частоты

столкновений, при использовании формулы Ричардсона–Дешмана предполагается, что под температурой  $T$  можно понимать ее текущее значение на поверхности металла [5–8]. При этом основная эмиссия происходит в течение ограниченного интервала времени, когда температура электронов близка к максимальной.

Не все вышедшие из металла электроны достигают детектора. Из-за формирования объемного приповерхностного заряда часть более медленных электронов сравнительно долго остается локализованной у поверхности и препятствует термоэмиссии. Число электронов  $N_{esc}$ , способных преодолеть поле объемного заряда, найдено в работе [5]. Согласно [5] при термоэмиссии под действием фемтосекундного лазерного импульса существенное отклонение от закона Ричардсона–Дешмана возникает при  $N_{esc} e^2 / R_f \sim k_B T (R_f - \text{радиус фокального пятна})$ . При столь большом количестве  $N_{esc}$  их число пропорционально размеру фокального пятна и максимальной температуре электронов на поверхности. При этом  $N_{esc}$  логарифмически слабо зависит от характерной ширины временного интервала, в котором температура близка к максимальной. Из этих выводов работы [5] следует, что, рассматривая термоэмиссию электронов при поглощении фемтосекундного импульса, основное внимание нужно уделять корректному расчету максимальной температуры электронов на поверхности металла:  $T_{max} = \max[T(z=0, t)]$ .

Основная цель настоящей работы – вычисление  $T_{max}$ , а затем и  $N_{esc}$  – достигается посредством последовательного описания структуры греющего поля, созданного фемтосекундным лазерным импульсом в металле, и численным решением связанной системы уравнений для температур электронов  $T$  и решетки  $T_{lat}$ . Использование понятия температуры для описания нагрева электронов является продуктивным, если температура изменяется за время, большее обратной частоты электрон-электронных столкновений. В типичных экспериментах электроны нагреваются до температуры  $\sim 1$  эВ, при которой время их термализации составляет несколько фемтосекунд. Поэтому предлагаемое ниже рассмотрение обычно используется при изучении воздействия импульсов длительностью не менее 10 фс. Греющее поле в скин-слое находится, как и ранее в [9, 10], с использованием малого отношения ча-

С.Г.Бежанов, А.П.Канавин, С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bezhanov@sci.lebedev.ru, kanavin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 6 декабря 2011 г., после доработки – 19 марта 2012 г.

стоты столкновений к несущей частоте лазерного импульса. При этом учитывается медленное изменение во времени неоднородной диэлектрической проницаемости металла. Такой подход к описанию поля позволил получить выражение для коэффициента поглощения  $A$  и, следовательно, для темпа нагрева электронов, отличающееся от используемого в [5–8]. В этих работах выражение для  $A$  приведено с привлечением эвристических соображений, которые базируются на формулах Френеля, применимых на границе раздела однородных сред.

Уравнения для  $T$  и  $T_{\text{lat}}$  решены численно применительно к описанию воздействия фемтосекундного импульса на мишень из золота. При этом, как и в работе [6] (см. также [8]), в этих уравнениях учитывается влияние  $d$ -электронов на теплоемкость электронов  $C_e$ , химический потенциал  $\mu$  и параметр  $G$ , характеризующий обмен энергией электронов с решеткой. Простые интерполяционные формулы для  $C_e$ ,  $\mu$  и  $G$  получены с использованием данных работы [11], посвященной изучению влияния  $d$ -электронов на эти параметры в области температур электронов  $\sim 1$  эВ. Найдена зависимость  $N_{\text{esc}}$  от плотности потока греющего импульса.

## 2. Поле в металле

Рассмотрим взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с металлом, занимающим полупространство  $z > 0$ . Будем считать, что импульс распространяется вдоль оси  $z$ , а напряженность поля в нем  $\mathbf{E}_i(z, t) = (E_i(z, t), 0, 0)$ :

$$E_i(z, t) = \frac{1}{2} E_0 \left( t - \frac{z}{c} \right) \exp(-i\omega t + ikz) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где  $\omega$  – несущая частота;  $k = \omega/c$  – волновое число;  $c$  – скорость света; амплитуда  $E_0(t - z/c)$  за время  $\sim 1/\omega$  и на расстоянии  $\sim 1/k$  изменяется слабо. Напряженность поля отраженного импульса представим в виде  $\mathbf{E}_r(z, t) = (E_r(z, t), 0, 0)$ :

$$E_r(z, t) = \frac{1}{2} R E_0 \left( t + \frac{z}{c} \right) \exp(-i\omega t - ikz) + \text{компл. сопр.}, \quad (2)$$

где  $R$  – комплексный коэффициент отражения. Электрическое поле в металле

$$\mathbf{E}_m(z, t) = (E_m(z, t), 0, 0), \quad (3)$$

$$E_m(z, t) = \frac{1}{2} E(z, t) \exp(-i\omega t) + \text{компл. сопр.},$$

где  $E(z, t)$  изменяется слабо за время  $\sim 1/\omega$ . Тогда в соответствии с уравнениями Максвелла для  $E(z, t)$  имеем

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z, t) + k^2 \varepsilon(z, t) E(z, t) = 0, \quad (4)$$

где диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(z, t)$  зависит от координаты и времени через соответствующие зависимости эффективной частоты столкновений электронов  $\nu(z, t)$ . Рассматривая условия, в которых частота  $\omega$  много больше  $\nu(z, t)$ , используем для  $\varepsilon(z, t)$  выражение

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon' + i\varepsilon''(z, t), \quad (5)$$

где  $\varepsilon' = \varepsilon'_0(\omega) - \omega_p^2/\omega^2 < 0$ ;  $\varepsilon''(z, t) = \varepsilon''_0(\omega) + \omega_p^2 \nu(z, t)/\omega^3$ ;  $\varepsilon_0(\omega) = \varepsilon'_0(\omega) + i\varepsilon''_0(\omega)$  – вклад в диэлектрическую проницаемость от связанных электронов и решетки;  $\omega_p$  – плазменная частота электронов. В чистых нормальных металлах частоту  $\nu(z, t)$  можно представить в виде суммы частот электрон-фононных ( $\nu_{\text{ep}}(z, t)$ ) и электрон-электронных ( $\nu_{\text{ee}}(z, t)$ ) столкновений:

$$\nu(z, t) = \nu_{\text{ep}}(z, t) + \nu_{\text{ee}}(z, t), \quad (6)$$

$$\nu_{\text{ep}}(z, t) = \nu_{\text{ep}}(T_0) \frac{T_{\text{lat}}(z, t)}{T_0}, \quad (7)$$

$$\nu_{\text{ee}}(z, t) = a \frac{k_B^2 T^2(z, t)}{\hbar \varepsilon_F}. \quad (8)$$

Выражение (7) аппроксимирует частоту столкновений электронов с фононами при температурах решетки  $T_{\text{lat}}(z, t)$ , меньших температуры плавления, но больших температуры Дебая,  $T_{\text{lat}}(z, t) > T_0$ ;  $\nu_{\text{ep}}(T_0)$  – частота столкновений до воздействия греющего фемтосекундного импульса. В формуле (8)  $\hbar$  – постоянная Планка;  $T = T(z, t)$  – температура электронов, которая считается меньшей  $\varepsilon_F/k_B$ ; константа  $a$  зависит от вида зонной структуры металла. Выражение (8) описывает рассеяние электронов с учетом процессов переброса, и в нем опущен аддитивный вклад вида  $\sim \hbar \omega^2 / (4\pi^2 \varepsilon_F)$  [12], который не зависит от температуры  $T(z, t)$  и для заданного значения частоты  $\omega$  приводит к небольшому изменению исходного значения частоты столкновений, в основном определяющейся  $\nu_{\text{ep}}(T_0)$ , если частота  $\omega$  относится к видимому диапазону частот, а  $T_0$  – комнатная температура.

Уравнение (4) следует дополнить граничными условиями. Принимая во внимание непрерывность электрического и магнитного полей на поверхности  $z = 0$  и считая, что в глубине металла поле равно нулю, имеем два граничных условия:

$$\left[ -\frac{i}{k} \frac{\partial}{\partial z} E(z, t) + E(z, t) \right] \Big|_{z=0} = 2E_0(t), \quad E(z \rightarrow \infty, t) = 0. \quad (9)$$

Следуя работе [9], решение уравнения (4) ищем в виде

$$E(z, t) = \left[ \sum_{n=0}^{\infty} E_n(z, t) \right] \exp \left[ i \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(z, t) \right],$$

где индекс  $n$  отвечает  $n$ -му порядку теории возмущений по параметру  $\nu(z, t)/\omega$ . Тогда с точностью до слагаемых, линейных по  $\nu(z, t)/\omega$ , из (4) и (9) находим

$$E(z, t) \simeq -E_0(t) \frac{2kd}{\sqrt{1+k^2d^2}} \times \left[ 1 - \frac{\langle \varepsilon''(t) \rangle k^3 d^3}{2(1+k^2d^2)} \right] \exp \left[ -\frac{z}{d} + i\psi(z, t) \right], \quad (10)$$

$$\psi(z, t) \simeq \pi - \arctan \left( \frac{1}{kd} \right) + \frac{1}{2} k^2 d^2 \times \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{1-k^2d^2}{1+k^2d^2} + \exp \left( \frac{2z}{d} \right) \right] \langle \varepsilon''(t) \rangle + \frac{1}{d} \int_0^z dz' \left[ 1 - \exp \left( \frac{2}{d} (z-z') \right) \right] \varepsilon''(z', t) \right\}, \quad (11)$$

где  $d = (k\sqrt{-\varepsilon'})^{-1}$  – характерная глубина проникновения поля в металл;

$$\langle \varepsilon''(t) \rangle = \frac{2}{d} \int_0^\infty \varepsilon''(z', t) \exp\left(-\frac{2z'}{d}\right) dz' \quad (12)$$

– усредненная мнимая часть диэлектрической проницаемости.

В этом же приближении по  $v(z, t)/\omega$ , в соответствии с определениями  $R = |R|\exp(i\phi)$  и  $A = 1 - |R|^2$ , для коэффициента поглощения  $A$  и сдвига фазы  $\phi$  отраженного импульса имеем

$$A(t) \simeq \frac{2k^3 d^3}{1 + k^2 d^2} \langle \varepsilon''(t) \rangle, \quad (13)$$

$$\phi \simeq \pi + \arctan\left(\frac{2kd}{1 - k^2 d^2}\right). \quad (14)$$

### 3. Нагрев электронов и решетки

Поглощение энергии электромагнитного поля в скин-слое приводит к нагреву электронов и решетки. В основу описания эволюции температуры электронов положим уравнение

$$C_e(z, t) \frac{\partial}{\partial t} T(z, t) = \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon''(z, t) |E(z, t)|^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda(z, t) \frac{\partial}{\partial z} T(z, t) \right] - G(z, t) [T(z, t) - T_{\text{lat}}(z, t)], \quad (15)$$

где  $C_e = C_e(z, t)$  – теплоемкость электронов;  $\lambda(z, t)$  – коэффициент теплопроводности;  $G = G(z, t)$  – параметр, описывающий передачу энергии от электронов к решетке. В соответствии с соотношением (10) поглощаемая электронами мощность

$$\begin{aligned} & \frac{\omega}{8\pi} \varepsilon''(z, t) |E(z, t)|^2 \\ & \simeq \frac{\omega}{2\pi} E_0^2(t) \frac{k^2 d^2}{1 + k^2 d^2} \varepsilon''(z, t) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right). \end{aligned} \quad (16)$$

Интегрируя выражение (16) по толщине металла, приходим к коэффициенту поглощения вида (13)

$$\frac{\omega}{8\pi} \int_0^\infty dz \varepsilon''(z, t) |E(z, t)|^2 = A(t) I(t), \quad (17)$$

где  $I(t) = cE_0^2(t)/8\pi$  – плотность потока излучения лазерного импульса.

Уравнение (15) ниже используется для описания нагрева электронов при взаимодействии фемтосекундного импульса с мишенью из золота. Обычно при рассмотрении теплоемкости электронов используют сравнительно простое выражение  $C_e(z, t) \simeq \pi^2 N k_B^2 T(z, t) / 2\varepsilon_F$ , где  $N$  – плотность электронов проводимости. Вместе с тем известно, что для золота при температурах электронов  $\sim 1$  эВ существенный вклад в  $C_e(z, t)$  дают  $d$ -электроны, имеющие большую плотность состояний. Далее при рассмотрении горячих электронов воспользуемся расчетами теплоемкости, выполненными в работе [11]. Для удобства

расчетов аппроксимируем кривую  $C_e(z, t)$ , приведенную на рис.4с из работы [11], функцией вида

$$C_e(z, t) = CT(z, t) \{1 + 3.37[10^{-4} T(z, t)] - 1.28[10^{-4} T(z, t)]^2\}, \quad (18)$$

где  $C \simeq 5.25 \times 10^2$  эрг·см<sup>-3</sup>·К<sup>-2</sup>, а температура  $T(z, t)$  измеряется в градусах Кельвина. График функции (18) приведен на рис.1.

Коэффициент теплопроводности  $\lambda(z, t)$  связан с теплоемкостью соотношением

$$\lambda(z, t) = \frac{v_F^2}{3v_\lambda(z, t)} C_e(z, t), \quad (19)$$

где  $v_F$  – скорость Ферми, а  $v_\lambda(z, t)$  – эффективная частота столкновений электронов, которая отличается от  $v(z, t)$  (6) численными значениями  $v_{\text{ep}\lambda}(T_0) \neq v_{\text{ep}}(T_0)$  и  $b \neq a$ :

$$v_\lambda(z, t) = v_{\text{ep}\lambda}(z, t) + v_{\text{ee}\lambda}(z, t),$$

$$v_{\text{ep}\lambda}(z, t) = v_{\text{ep}\lambda}(T_0) \frac{T_{\text{lat}}(z, t)}{T_0}, \quad (20)$$

$$v_{\text{ee}\lambda}(z, t) = b \frac{k_B^2 T^2(z, t)}{\hbar \varepsilon_F}.$$

В уравнении (15) функция  $G(z, t)$  зависит от температуры. Обработка данных рис.4d из работы [11], полученных для золота, позволяет представить  $G(z, t)$  в следующем виде

$$G(z, t) = G \{1 + 5[10^{-4} T(z, t)]^2 - 0.79[10^{-4} T(z, t)]^4\}, \quad (21)$$

где  $G = 2.7 \times 10^8$  эрг·с<sup>-1</sup>·К<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>. Точность формулы (21) несколько ниже, чем формулы (18). Последнее, однако, не приводит к сколь-нибудь существенному изменению величин  $T(z, t)$  и  $T_{\text{lat}}(z, t)$  на временах менее нескольких сотен фемтосекунд и при температурах менее 2 эВ. При этом эволюция температуры решетки описывается уравнением

$$C_{\text{lat}} \frac{\partial}{\partial t} T_{\text{lat}}(z, t) = G(z, t) [T(z, t) - T_{\text{lat}}(z, t)], \quad (22)$$

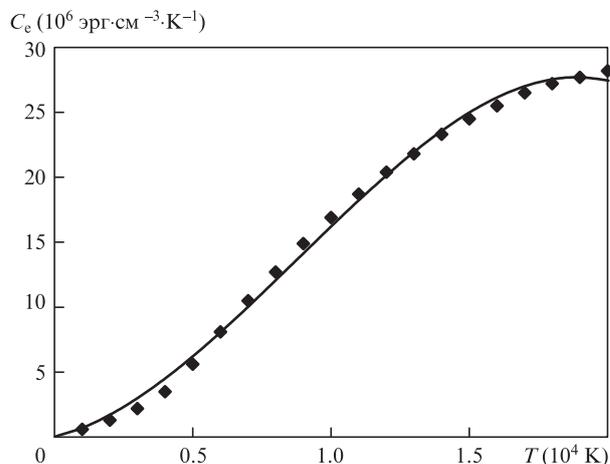


Рис.1. Зависимость теплоемкости электронов  $C_e$  от температуры  $T$  для золота. Сплошная кривая соответствует формуле (18), точки – данным рис.4с из работы [11].

где  $C_{lat} \approx 3k_B N_a$  – теплоемкость решетки;  $N_a$  – плотность атомов решетки.

Ниже обсуждаются решения уравнений (15), (22) в предположении, что до воздействия лазерного импульса температуры электронов и решетки одинаковы,

$$T(z, t \rightarrow -\infty) = T_{lat}(z, t \rightarrow -\infty) = T_0. \tag{23}$$

Помимо начальных условий (23), уравнение (15) следует дополнить двумя граничными условиями. Одно из них отвечает заданному значению температуры в глубине металла,

$$T(z \rightarrow \infty, t) = T_0, \tag{24}$$

а второе следует из условия непрерывности теплового потока на поверхности металла, т. е. при  $z = 0$ . С поверхности  $z = 0$  происходит эмиссия электронов, что сопровождается соответствующим выносом тепла. Однако в обсуждаемом далее диапазоне температур и плотностей потока лазерного излучения тепловой поток, обусловленный термоэмиссией электронов, мал [7], и второе граничное условие можно представить в виде

$$\lambda(z, t) \frac{\partial}{\partial z} T(z, t) \Big|_{z=0} \approx 0. \tag{25}$$

Как уже отмечалось, для описания эмиссии электронов необходимо знать закономерности эволюции их температуры на поверхности металла. С этой целью рассмотрим численное решение уравнений (15), (20) при воздействии фемтосекундного импульса лазера на хром-форстерите, имеющего несущую частоту  $\omega \approx 1.5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ , на мишень из золота. Примем, что плотность потока изменяется по закону  $I(t) = I_0 \exp(-t^2/t_p^2)$ , где время  $t_p$  характеризует длительность импульса  $\tau = 2\sqrt{\ln 2} t_p = 100 \text{ фс}$ . Максимальная плотность потока в расчетах изменялась от  $5 \times 10^{11}$  до  $4 \times 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . Для золота при температуре  $T_0 = 300 \text{ К}$  использованы следующие частоты столкновений электронов с фононами:  $\nu_{ep}(T_0) = 9.3 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$  [13] и  $\nu_{epi}(T_0) = 3.7 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$  [14]. Плазменная частота  $\omega_p = 1.37 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ , что соответствует  $N \approx 5.9 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_F = 5.5 \text{ эВ}$  и  $v_F = 1.4 \times 10^8 \text{ см/с}$ . Параметры  $a$  и  $b$ , известные с низкой степенью точности, приняты равными 1 и 2 соответственно (ср. с данными [15]). Наконец, отвечающие частоте  $\omega \approx 1.5 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$  величины  $\epsilon'_0(\omega)$  и  $\epsilon''_0(\omega)$  в соответствии с данными экспериментальной работы [13] составляют 11 и 1.2.

На рис.2 сплошной кривой приведена зависимость максимальной температуры электронов  $T_{max}$  на поверхности мишени из золота от максимального значения плотности потока  $I_0$ . Зависимость  $T_{max}(I_0)$  (штриховая кривая) получена в пренебрежении вкладом  $d$ -электронов в теплоемкость, т. е. при расчетах использовалась аппроксимация  $C_e(z, t) \approx \pi^2 N k_B^2 T(z, t) / 2\epsilon_F$  (ср. с (18)). Согласно рис.2 почти во всем диапазоне рассматриваемых значений  $I_0$  пренебрежение влиянием  $d$ -электронов приводит к существенному завышению  $T_{max}$ . Точечной кривой представлена зависимость  $T_{max}(I_0)$ , полученная с использованием в уравнении (15) источника тепла вида (ср. с (16))

$$\frac{\omega}{8\pi} \epsilon''(z=0, t) |E(z, t)|^2, \tag{26}$$

что приводит к формуле Френеля для коэффициента поглощения. Хотя пренебрежение неоднородностью  $\epsilon''(z, t)$

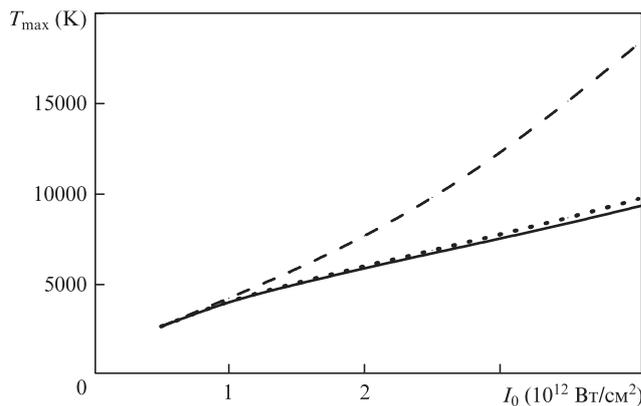


Рис.2. Зависимости максимальной температуры электронов  $T_{max}$  на поверхности мишени от максимальной плотности потока  $I_0$  (сплошная кривая); штриховая кривая – расчет без учета влияния  $d$ -электронов, пунктирная – без учета изменения  $\epsilon''(z, t)$  по скин-слою.

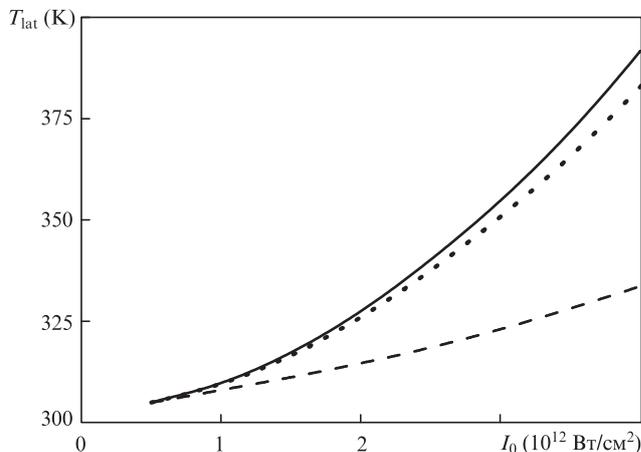


Рис.3. Зависимости температуры решетки  $T_{lat}$  на поверхности мишени от  $I_0$  в момент выключения импульса ( $t = 3t_p$ ). Штриховая кривая – расчет без учета влияния  $d$ -электронов на  $C_e(z, t)$  и  $G(z, t)$ , пунктирная – без учета изменения  $\epsilon''(z, t)$  по скин-слою.

по скин-слою приводит к заметной погрешности в коэффициенте поглощения [9, 10], значение  $T_{max}$ , получаемое с использованием источника (26), оказывается близким к возникающему при более точном расчете (рис.2).

Зависимость температуры решетки на поверхности в момент выключения импульса ( $t = 3t_p$ ) от  $I_0$  представлена на рис.3. Из-за существенного влияния  $d$ -электронов на величину функции  $G(z, t)$  (21) решетка нагревается сильнее, чем в случае  $G(z, t) = G$  и  $C_e(z, t) \approx \pi^2 N k_B^2 T(z, t) / 2\epsilon_F$  (штриховая кривая на рис.3). Влияние неоднородности  $\epsilon''(z, t)$  мало, что видно из сравнения сплошной и точечной кривых. Отметим, что во всем диапазоне рассмотренных  $I_0$  температура  $T_{lat}$  на момент  $t = 3t_p$  значительно меньше температуры плавления золота  $T_{melt} = 1336 \text{ К}$ .

#### 4. Термоэмиссия электронов

При рассматриваемых плотностях потока энергии греющего мишень из золота лазерного импульса термоэмиссия приводит к образованию относительно большого объемного заряда электронов над поверхностью мишени. Возникающая при этом разность потенциалов осложняет выход электронов из металла, что проявляется в изменении закономерностей термоэмиссии. При темпе-

ратурах электронов  $\sim 1$  эВ и радиусах фокального пятна  $\sim 100$  мкм формула Ричардсона–Дешмана дает завышенное значение плотности потока эмиттируемых электронов. Для описания термоэмиссии в этих условиях в [5] предложена формула

$$N_{\text{esc}} = \frac{k_B T_{\text{max}}}{g e^2} R_f \times \ln \left\{ 1 + \frac{g e^2}{2\pi\hbar^3} m \tau_{\text{max}} R_f k_B T_{\text{max}} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_F - \mu(T_{\text{max}}) + e\phi}{k_B T_{\text{max}}} \right] \right\}, \quad (27)$$

которая дает число эмиттированных электронов  $N_{\text{esc}}$  с учетом влияния объемного заряда на процесс термоэмиссии. В (27)  $g \sim 1$  – геометрический фактор;  $\tau_{\text{max}}$  – характерное время, в течение которого температура электронов близка к  $T_{\text{max}}$ . Например, если приповерхностный заряд имеет форму диска, то  $g = 16/3\pi$ ; для сферы  $g = 6/5$  [5]. Точность задания  $\tau_{\text{max}}$  еще меньше. Обычно время  $\tau_{\text{max}}$  в несколько раз превышает характерную длительность импульса  $\tau$ . Однако при  $k_B T_{\text{max}} \gtrsim N_{\text{esc}} e^2 / R_f$  неточность задания  $g$  и  $\tau_{\text{max}}$  приводит к логарифмически малым погрешностям в  $N_{\text{esc}}$ . В (27) входит химический потенциал  $\mu$ , зависящий от  $T_{\text{max}}$ . В расчетах функция  $\mu(T)$  аппроксимировалась формулой

$$\mu \equiv \mu(z, t) \equiv \mu[T(z, t)] = \varepsilon_F \{1 + 0.074 [10^{-4} T(z, t)]^2\}, \quad (28)$$

учитывающей влияние  $d$ -электронов. Близость интерполяционной формулы (28) данным рис.4b из работы [11] иллюстрирует рис.4.

Используя данные о нагреве электронов, приведенные в разд.3, рассмотрим, как зависит число эмиттированных электронов  $N_{\text{esc}}$  (27) от максимальной плотности потока  $I_0$ . При этом ограничимся рассмотрением условий, когда параметр  $\Lambda$  (см. Введение) достаточно мал. Зависимость  $\lg N_{\text{esc}}(I_0)$  представлена на рис.5 сплошной кривой. Штриховая кривая отвечает расчету без учета влияния  $d$ -электронов на теплоемкость  $C_e(z, t)$ , химический потенциал  $\mu(z, t)$  и функцию  $G(z, t)$ . Отметим, что из-за вклада  $d$ -электронов влияние изменения  $\mu(z, t)$  и  $G(z, t)$  на последующий расчет  $N_{\text{esc}}$  существенно меньше, чем соответствующее влияние, обусловленное изменением  $C_e(z, t)$ .

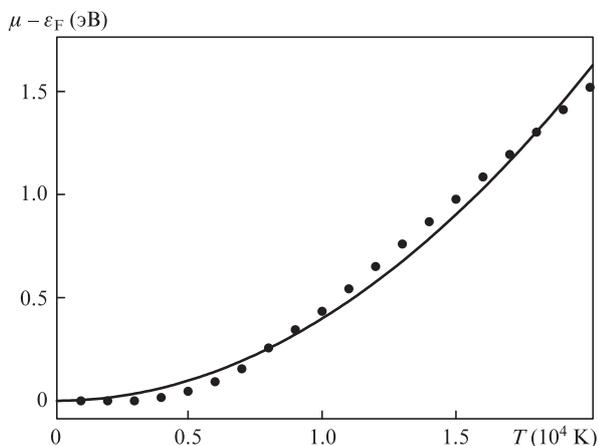


Рис.4. Зависимость химического потенциала  $\mu$  от температуры электронов  $T$  для золота. Сплошная кривая рассчитана по формуле (28), точки соответствуют данным рис.4b из работы [11].

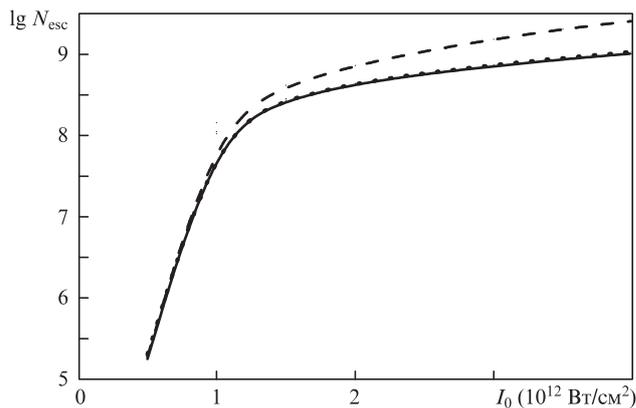


Рис.5. Зависимость числа эмиттированных электронов  $N_{\text{esc}}$  от  $I_0$  (сплошная кривая), штриховая кривая – расчет без учета влияния  $d$ -электронов, пунктирная – без учета неоднородности мнимой части диэлектрической проницаемости.

Согласно рис.5 пренебрежение  $d$ -электронами может привести к завышению  $N_{\text{esc}}$  почти на порядок. Точками на рис.5 представлены расчеты  $N_{\text{esc}}$  для  $T_{\text{max}}$ , вычисленной без учета неоднородности диэлектрической проницаемости на масштабах скин-слоя. Весьма слабое различие между точечной и сплошной кривыми является следствием близости соответствующих кривых для  $T_{\text{max}}$  на рис.2. Последнее неудивительно, поскольку влияние неоднородности на  $T_{\text{max}} = \max[T(z=0, t)]$  в рамках сделанных приближений проявляется лишь через вынос тепла из скин-слоя, который не приводит к существенному уменьшению  $T_{\text{max}}$ , достигаемому за время  $\sim 100$  фс. Вместе с тем зависимость  $N_{\text{esc}}$  от  $T_{\text{max}}$  на поверхности металла позволяет поставить вопрос о необходимости более детального анализа влияния квазистационарного электрического поля в окрестности  $z=0$  на процесс термоэмиссии. Влияние такого поля возможно как из-за градиента температуры [4], так и вследствие образования объемного заряда у поверхности металла. Анализ влияния квазистационарного поля на  $N_{\text{esc}}$  – предмет будущего рассмотрения, предполагающего новую постановку задачи о расчете поля в приповерхностном слое.

## 5. Заключение

Нами дано количественное описание нагрева мишени из золота, взаимодействующей с фемтосекундным лазерным импульсом, и проанализировано влияние нагрева на термоэмиссию электронов. В условиях, когда электроны нагреваются до температуры  $\sim 1$  эВ, продемонстрирована важная роль  $d$ -электронов как в нагреве мишени, так и в последующей термоэмиссии. Влияние  $d$ -электронов проявляется через изменение таких физических характеристик, как электронная теплоемкость, химический потенциал и параметр, характеризующий передачу энергии от электронов к решетке. Изменение этих величин ведет к изменению закономерностей эволюции температуры электронов на поверхности мишени, что оказывает сильное воздействие на процесс термоэмиссии. Напротив, использованное в работе детальное описание пространственного распределения греющего поля не привело к выявлению существенных изменений в количестве эмиттируемых электронов. Такой вывод обусловлен тем, что для определения числа эмиттируемых электронов важно знать температуру электронов на поверхности мишени, которая за

время действия фемтосекундного импульса незначительно изменяется из-за переноса тепла в скин-слое. В целом отметим, что хотя установленные положения о роли  $d$ -электронов и о слабом влиянии неоднородного нагрева электронов получены для мишени из золота, они достаточно универсальны и должны иметь место для мишеней из других металлов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №10-02-01050).

1. Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л. *ЖЭТФ*, **66**, 776 (1974).
2. Richardson O.W. *Phil. Magazine*, **23**, 594 (1912).
3. Dushman S. *Phys. Rev.*, **21**, 623 (1923).
4. Bowers H.C., Wolga G.J. *J. Appl. Phys.*, **5**, 2024 (1966).
5. Riffe D.M., Wang X.Y., Downer M.C., Fisher D.L., Tajima T., Erskine J.L., More R.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1424 (1993).
6. Wang X.Y., Riffe D.M., Lee Y.-S., Downer M.C. *Phys. Rev. B*, **50**, 8016 (1994).
7. Balasubramni T., Kim S.H., Jeong S.H. *Appl. Surface Sci.*, **255**, 9601 (2009).
8. Du G., Yang Q., Chen F., Si J., Hou X. *Appl. Surface Sci.*, **257**, 9177 (2011).
9. Kanavin A.P., Mischik K.N., Uryupin S.A. *J. Rus. Laser Res.*, **29**, 123 (2008).
10. Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. *J. Rus. Laser Res.*, **31**, 554 (2010).
11. Lin Zh., Zhigilei L.V., Celli V. *Phys. Rev. B*, **77**, 075113 (2008).
12. Гуржи Р.Н. *ЖЭТФ*, **35**, 965 (1958).
13. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
14. *Физическая энциклопедия*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. энциклопедия, 1990).
15. Исаков В.А., Канавин А.П., Урюпин С.А. *Квантовая электроника*, **36**, 928 (2006).