

УДК 533.9

Физическая модель образования высокоэнергетических фотоэлектронов при импульсном лазерном воздействии на металлическую поверхность

М. В. Федоров

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

М. А. Яковлев

Московский государственный технический университет им. Баумана, Москва, Россия

Определено влияние самосогласованного электрического поля приповерхностного электронного слоя на энергетический спектр фотоэлектронов при воздействии пикосекундного лазерного импульса на металлическую мишень.

Экспериментальные исследования энергетического спектра фотоэлектронов, возникающих при воздействии пикосекундных лазерных импульсов на металлическую мишень, выявили наличие фотоэлектронов с неожиданно высокой энергией — вплоть до 600 эВ [1]. Проведенные до этого аналогичные исследования с использованием наносекундных лазерных импульсов с той же энергией в импульсе и длиной волны излучения не обнаружили фотоэлектронов с энергией, превышающей 10 эВ [2].

Первоначальные теоретические объяснения связывали появление "быстрых" фотоэлектронов с влиянием приповерхностного электронного облака, образующегося при воздействии лазерного излучения на поверхность металла [1, 3]. Однако в этих работах не был разработан механизм образования приповерхностного электронного облака и не определены его физические свойства. В частности, не были определены условия на параметры лазерного излучения (интенсивность и длительность лазерного импульса),

при которых образующийся электронный слой может заметно влиять на приповерхностные процессы. Соответственно, полученные теоретические результаты носили чисто качественный характер и не смогли дать убедительного объяснения эффекта появления "быстрых" электронов.

В более поздней теоретической работе [4] появление "быстрых" электронов связывается не с влиянием электронного облака, а с приповерхностной поляризацией электронов металлического проводника под действием скользящего лазерного излучения. Основной тезис работы [4] заключается в том, что при прохождении скользящего лазерного луча с соответствующей поляризацией вдоль металлической поверхности устанавливается режим фазовой когерентности между лазерным электрическим полем и колебаниями приповерхностных электронов внутри металла. При этом необходимым условием выполнения режима фазовой когерентности является требование малости температуры электро-

нов при прохождении излучения (температура электронов \sim температура решетки ~ 300 К).

Следует заметить, что условие фазовой когерентности в реальных экспериментах с пикосекундными лазерными импульсами не может быть выполнено. Действительно, даже в случае скользящего вдоль металлической поверхности луча Nd-лазера (в реальном эксперименте ~ 5 К [1]) нельзя пренебречь нагреванием электронов внутри металла в слое \sim длины волны лазерного излучения ($\lambda = 1,06 \cdot 10^{-4}$ см, т. е. глубина прогрева $\sim 10^4$ слоев решетки). При этом отрыв температуры электронов от температуры решетки для пикосекундного Nd-лазерного импульса с интенсивностью $\sim 10^{10}$ Вт/см² достигает значений $\sim 10^5$ К [5], что приводит к нарушению условия фазовой когерентности.

В работе [6] появление "быстрых" фотоэлектронов при пикосекундном лазерном воздействии на металлическую мишень связано с воздействием электрического поля, образующегося при соответствующих условиях в приповерхностном электронном слое [7], на отдельные фотоэлектроны.

В представленной работе проводится дальнейшее развитие физической идеи о возможности влияния электрического поля приповерхностного электронного слоя на энергетический спектр фотоэлектронов. В частности, в дополнение к полученным ранее результатам проведено исследование о соотношении вероятностей образования "быстрых" фотоэлектронов за счет электронного слоя или из "хвоста" функции распределения Максвелла.

Приповерхностный электронный слой (ПЭС)

Основной причиной формирования ПЭС при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлическую мишень является значительный отрыв температуры электронной компоненты от температуры решетки (~ 1 эВ) [5]. Это приводит к резкому увеличению термоэмиссионного тока и образованию вблизи поверхности достаточно протяженной области объемного отрицательного заряда.

Как известно, двойной электрический слой существует вблизи поверхности металла и в условиях термодинамического равновесия между электронной и решеточной подсистемами. В этом случае электронный газ является вырожденным, и электронная концентрация убывает по мере удаления от поверхности очень быстро $n_e \propto z^{-2} \exp(-\beta z)$, где β^{-1} — величина порядка среднего межэлектронного расстояния в металле [8]. Это дает возможность считать ПЭС вырожденных электронов сколь угодно тонким и пренебречь его влиянием на прохождение лазерного излучения в металл. Однако по мере быстрого уменьшения концентрации степень вырождения

падает, и когда энергия Ферми $E_F(n_e)$ становится порядка kT , электроны переходят в классическое состояние. Дальнейшее уменьшение электронной концентрации происходит по существенно более плавному закону [6]

$$n_e(z) = n_0 \left(1 + \frac{z}{\sqrt{2}L_d} \right)^{-2}, \quad (1)$$

где $L_d = (\epsilon_0 kT/e^2 n_0)^{1/2}$ — длина дебаевского экранирования;

n_0 — граничная концентрация, определяемая из условия вырождения: $E_F(n_0) \cong kT$, т. е. $n_0 \propto T^{3/2}$.

Таким образом, с ростом электронной температуры увеличивается размер области ПЭС, где концентрация убывает в соответствии с (1). Вместе с тем растет и граничное значение концентрации n_0 , и при достижении температур порядка E_F все электроны ПЭС переходят в классическое состояние. При этом их распределение подчиняется выражению (1), а n_0 становится порядка электронной концентрации в металле. Следовательно, при интенсивном неравновесном нагреве электронной компоненты металла вблизи его поверхности может формироваться достаточно протяженный слой электронов, имеющих высокую концентрацию.

Формирование с помощью ультракоротких лазерных импульсов ПЭС с соответствующими электрофизическими характеристиками, при которых он может оказывать существенное влияние на происходящие вблизи поверхности процессы, возможно в ограниченных интервалах изменения интенсивностей I_{em} и длительностей τ_p лазерных импульсов: $I_{em}^{\min} \leq I_{em} \leq I_{em}^{\max}$, $\tau_p^{\min} \leq \tau_p \leq \tau_p^{\max}$. Минимальное значение граничной интенсивности I_{em}^{\min} определяется из условия достижения за время импульса достаточно эффективного отрыва температуры электронной компоненты T_e от температуры решетки

$$T_l (\Delta T = T_e - T_l \sim T_F \sim 10^4 + 10^5) \text{ К},$$

где T_F — температура вырождения электронной подсистемы;

$I_{em}^{\min} \approx \alpha_l / \Delta T$ [9], $\alpha_l \sim 10^{10}$ Вт/(см³·К) — скорость обмена энергией между электронной и решеточной подсистемами;

l — глубина прогретого слоя внутри металла за время импульса $\sim \max[\delta, \sqrt{\chi \tau_p}]$;

δ — глубина скин-слоя;

χ — электронная температуропроводность;

в случае пикосекундного импульса $l \sim 10^{-5}$ см, т. е. $I_{em}^{\min} \sim 10^9$ Вт/см².

Согласно [5] при воздействии на поверхность характерных металлов пикосекундных лазерных импульсов с интенсивностью $I_{em} \sim 3 \cdot 10^9$ Вт/см²

два конкурирующих процесса выхода электронов с металлической поверхности — термоэмиссия и фотоэмиссия — имеют один и тот же порядок величины, т. е. в этой области можно ожидать наиболее заметного влияния коллективного процесса термоэмиссии на одночастичный процесс фотоэмиссии. С ростом интенсивности излучения последняя преобладает над фотоэмиссией, т. е. при указанных интенсивностях формирование ПЭС происходит благодаря термоэмиссии за время $\tau_s \approx L_d/v_T \sim 10^{-14} \div 10^{-13}$ с. Здесь v_T — тепловая скорость электронов ([7]). Кроме того, надо отметить, что характер термоэмиссии в этом случае существенно отличается от термоэмиссии с электрода в замкнутой цепи, поскольку в рассматриваемом случае термоэмиссия происходит с изолированной металлической поверхности, на которой остается нескомпенсированный положительный заряд, а вблизи поверхности формируется отрицательный объемный заряд, что в свою очередь оказывает влияние на термоэмиссионный ток. Все это сильно усложняет возможность описания процесса формирования ПЭС. Но поскольку время формирования пространственного распределения τ_s много меньше длительности пикосекундного лазерного импульса τ_p , фактически в течение всего импульса пространственное распределение ПЭС можно считать стационарным с соответствующей температурой электронного слоя.

Верхняя граница интенсивности I_{em}^{max} соответствует предпороговой области начала процессов плавления и абляции материала мишени, которые могут возникнуть в случае, если накопленная в электронной подсистеме в результате воздействия ультракороткого лазерного импульса плотность энергии превысит определенный порог: $I_{em}^{max} \leq \tau_p \leq F_{abl}$, где пороговая плотность энергии лазерной абляции $F_{abl} \approx (0,2-0,5)$ Дж/см² [10, 11], т. е. при длительности импульса $\tau_p \sim 1$ пс, $I_{em}^{max} \sim 10^{12}$ Вт/см².

Ограничения на длительность лазерного импульса τ_p определяются из следующих условий: $\tau_p^{min} \geq \tau_s$, где $\tau_s \sim 10^{-13}$ с — время формирования ПЭС с невырожденной электронной компонентой, $\tau_p^{max} \geq \tau_{el}$, где τ_{el} — характерное время передачи энергии электронов к решетке. Последнее условие гарантирует, что за время лазерного импульса решетка не нагревается и не успевает возникнуть режим развитого испарения материала мишени, при котором роль ПЭС становится малозначительной.

Таким образом, из полученных результатов следует, что ПЭС может оказывать существенное влияние на приповерхностные процессы в ограниченных, но достаточно важных для технологических применений интервалах изменения

интенсивностей и длительностей лазерных импульсов: 10^{10} Вт/см² $\leq I_{em} \leq 10^{12}$ Вт/см², 10^{-13} с $\leq \tau_p \leq 10^{-11}$ с.

Энергетический спектр "быстрых" фотоэлектронов в электрическом поле приповерхностного электронного слоя

Для нахождения самосогласованного электрического поля ПЭС E_z , создаваемого положительным зарядом проводника и электронами при облучении поверхности пикосекундным лазерным импульсом аналогично [12], решалась система уравнений, описывающая изменение со временем температуры электронной компоненты и процесс формирования ПЭС. Однако в отличие от [12] при рассматриваемых давлениях (~1 атм) и интенсивностях пикосекундного лазерного импульса (~ 10^{10} Вт/см²) можно пренебречь ионизацией нейтрального газа.

Перейдем к системе уравнений, описывающих процесс формирования ПЭС вблизи поверхности конденсированного вещества. Вначале рассмотрим уравнение теплопроводности. В области $z < 0$ (ПКВ) имеем

$$C_m \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_m \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \alpha(T_e - T_l) + q(z, t), \quad (2)$$

где T_e и T_l — температура электронов и решетки, соответственно;

C_m и χ_m — теплоемкость и теплопроводность ПКВ;

α — коэффициент теплообмена электронов с решеткой, который практически не зависит от электронной температуры и равен [13]

$$\alpha = \frac{\pi^2}{6} \frac{m c_s^2 v_{eff} n_m}{T_l},$$

где $v_{eff} = v_{eff}(T_l)$, c_s — скорость звука в ПКВ; m — масса электрона.

Для типичных металлов, где $n_m \sim 10^{22}$ см⁻³, коэффициент $\alpha \sim 10^{10}$ Вт/(см³·К). Для теплоемкости и теплопроводности ПКВ были использованы следующие асимптотические выражения [13]:

$$C_m = \begin{cases} \frac{\pi^2}{2} n_m k \left(\frac{kT_e}{E_F} \right), & kT_e \ll E_F; \\ \frac{3}{2} n_m k, & kT_e \geq E_F. \end{cases}$$

$$\chi_m = \begin{cases} \chi_{m0} \frac{T_e}{T_l}, & kT_e \ll E_F; \\ \frac{1}{2} n_m k \frac{\bar{v}_e^2}{v_{eff}}, & kT_e \geq E_F, \end{cases}$$

где \bar{v}_e — средняя тепловая скорость электронов;
 χ_{m0} — равновесный коэффициент теплопроводности ПКВ при начальной температуре T_0 .

Выражение для функции объемного энерговыделения $q(z, t)$ имеет вид

$$q(z, t) = k_r k_i k_0 \epsilon_0 c |E_0|^2 \exp(2k_0 k_i z),$$

где k_r и k_i — коэффициенты преломления ПКВ, введенные в предыдущем разделе;

E_0 — амплитуда поля волны при $z = 0$.

Уравнение теплопроводности в газе ($z > 0$) имеет вид

$$\frac{3}{2} k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial z} \left[\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] - \frac{3m}{M} k (T_e - T_a) \nu_e \pm \frac{e^2 |E|^2 \nu_e}{2m(\omega^2 + \nu_e^2)}, \quad (3)$$

где M — атомная масса газа (в единицах m);
 ν_e — частота электронных столкновений в газе, равная

$$\nu_e = \sigma_a n_a \bar{v}_e,$$

и $\sigma_a = \sigma_a(\bar{v}_e)$ — транспортное сечение рассеяния электрона на атоме.

Для инертных газов зависимость $\sigma_a(\bar{v}_e)$ хорошо известна. В расчетах были использованы данные работы [14].

Уравнения, описывающие изменение температуры решетки T_l , а также тяжелой газовой компоненты (атомов) T_a имеют вид

$$C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha (T_e - T_l);$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial t} = \frac{2m}{M} \frac{n_e}{n_a} \nu_{ea} (T_e - T_a),$$

где C_l — теплоемкость решетки, $C_l \cong 3 n k$.

Поскольку по условиям задачи рассматриваются очень быстрые процессы ($t \ll \tau_l \sim 10^{-10}$ с), то, как следует из приведенных уравнений, температура решетки и тяжелой газовой компоненты на данном временном промежутке будет меняться весьма слабо. Например, даже при средней электронной температуре $T_e \sim 10$ эВ к моменту времени $t \sim 10^{-13}$ с температура решетки изменится на величину порядка 10^2 К. По этой причине в расчетах было положено, что $T_l = T_a = T_0$.

Граничные условия для уравнений (2) и (3) имеют вид

$$\frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \quad z = -l_m, l_a;$$

$$\left[\chi \frac{\partial T_e}{\partial z} \right] = 0, \quad z = 0,$$

где l_m, l_a — границы рассматриваемой области в ПКВ и газе (формально $l_m, l_a \rightarrow \infty$).

Перейдем теперь к остальным уравнениям, описывающим кинетику образования ПЭС. Уравнение непрерывности для электронной концентрации должно решаться совместно с уравнениями Максвелла в областях $z < 0$ и $z > 0$. Однако вместо того чтобы решать уравнение непрерывности во всем пространстве, достаточно рассмотреть область $z > 0$, задав в точке $z = 0$ граничное условие, соответствующее полученным ранее распределениям (1) электронов ПЭС в зависимости от температуры: $n_e|_{z=0} = n_0$, где n_0 — граничная концентрация ПЭС в данный момент времени (заметим, что при температуре $T \geq (4 - 5)$ эВ электроны ПЭС образуют идеальную кулоновскую систему).

Профиль концентрации ПЭС вблизи поверхности будет успевать отслеживать изменение температуры, так как характерное время установления ПЭС порядка ω_p^{-1} .

Рассмотрим уравнение непрерывности электронной компоненты

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} + \mu_e E_z n_e \right], \quad (4)$$

где D_e и μ_e — коэффициенты диффузии и подвижности, определяемые следующим образом:

$$\mu_e = \frac{e}{m_e \nu_e}; \quad D_e = \frac{\bar{v}_e^2}{3 \nu_e}.$$

Граничные условия для уравнения (4) имеют вид

$$\begin{aligned} z = 0, & \quad n_e = n_0, \\ z = l_a, & \quad D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} + \mu_e E_z n_e = 0. \end{aligned}$$

Начальное условие для n_e соответствует распределению электронов ПЭС при начальной температуре T_0 . Распределение продольного электрического поля E_z находится из уравнения

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{en_e}{\epsilon_0},$$

которому на каждом временном шаге соответствует граничное условие

$$E_z|_{z=0} = \frac{e}{\epsilon_0} \int_0^{l_a} n_e dz.$$

Результаты численного расчета электрофизических параметров ПЭС вблизи поверхности металлической мишени в зависимости от интенсивности пикосекундного лазерного импульса, поляризованного вдоль поверхности мишени, приведены в табл. 1.

Таблица 1

$I_{em}^{(1)} = 0,3 \cdot 10^{10}$ Вт/см ²	$I_{em}^{(2)} = 10^{10}$ Вт/см ²	$I_{em}^{(3)} = 3 \cdot 10^{10}$ Вт/см ²
$T_1 = 4,6 \cdot 10^4$ К	$T_2 = 7,5 \cdot 10^4$ К	$T_3 = 11,3 \cdot 10^4$ К
$n_0^{(1)} = 3,8 \cdot 10^{17}$ см ⁻³	$n_0^{(2)} = 2,2 \cdot 10^{19}$ см ⁻³	$n_0^{(3)} = 6 \cdot 10^{19}$ см ⁻³
$E_1 = 1,3 \cdot 10^7$ В/см	$E_2 = 1,6 \cdot 10^7$ В/см	$E_3 = 1,8 \cdot 10^7$ В/см

В табл. 1 T и n_0 — температура и концентрация электронов ПЭС, соответственно;

E — самосогласованное электрическое поле в ПЭС, имеющее направление, перпендикулярное поверхности мишени.

На основании приведенных данных и учитывая кулоновский характер столкновений электронов ПЭС, можно определить длину свободного пробега электрона (L_s) и накопленную при этом энергию (W_e) (табл. 2).

Таблица 2

$L_s^1 = 2,2 \cdot 10^{-5}$ см	$L_s^2 = 10^{-6}$ см	$L_s^3 = 8,5 \cdot 10^{-7}$ см
$W_e^1 = 191$ эВ	$W_e^2 = 46$ эВ	$W_e^3 = 98$ эВ

Вероятность возникновения "быстрых" фотоэлектронов

Из полученных выше результатов следует, что при наличии приповерхностного электронного слоя существует возможность образования "быстрых" фотоэлектронов, однако это требует отдельного рассмотрения вопроса вероятности появления "быстрых" фотоэлектронов при указанных условиях.

Можно назвать два основных механизма образования "быстрых" фотоэлектронов — приобретение энергии фотоэлектроном на длине свободного пробега в электрическом поле приповерхностного электронного слоя и появление "быстрых" электронов у "хвоста" функции распределения Максвелла.

Оценим вероятность этих двух механизмов в условиях, близких к экспериментальным, когда пикосекундный лазерный импульс скользит под малым углом к поверхности металлической мишени.

В первом случае модель образования и выхода "быстрых" фотоэлектронов из зоны действия электрического поля ПЭС можно представить в виде схемы (рис. 1).

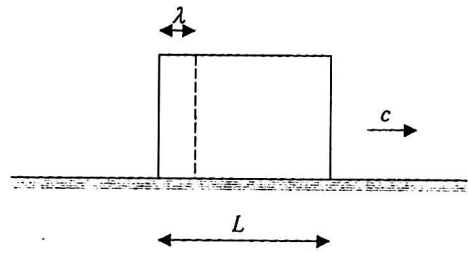


Рис. 1. Прохождение пикосекундного лазерного импульса вдоль поверхности металла:

L — пространственная протяженность импульса;
 λ — пространственная область выхода "быстрых" фотоэлектронов

На рис. 1 $L \sim \tau_p = 3 \cdot 10^{-4}$ м — область образования приповерхностного электронного слоя при прохождении пикосекундного лазерного импульса (длительность $\tau_p \cong 10^{-12}$ с); $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2n\sigma_k}}$ —

длина свободного пробега фотоэлектрона в приповерхностном электронном слое с концентрацией n ; σ_k — кулоновское сечение столкновений.

Для указанных выше значений интенсивности лазерного излучения $I_{em} \sim 10^{12}$ Вт/см² концентрация и температура электронов ПЭС имеют значения $n \cong 10^{26}$ м⁻³; $T \sim 10^4$ К, соответственно, $\lambda \cong 10^{-8}$ м. Поскольку электрическое поле ПЭС разгоняет и в то же время удерживает фотоэлектроны в этой области, выйти из последней с приобретением энергий 10^2 эВ могут лишь фотоэлектроны, находящиеся от границы области на расстоянии λ .

Таким образом, вероятность образования "быстрых" фотоэлектронов за счет действия электрического поля ПЭС можно оценить как $p_1 \sim \frac{\lambda}{L} \cong 10^{-4}$. Вероятность появления "быстрых"

электронов с энергией $\epsilon = 120$ эВ из "хвоста" функции распределения Максвелла даже при температурах $kT \cong 6$ эВ имеет значение $p_2 \sim \sim \exp(-\epsilon/kT) \cong 10^{-8}$.

Следовательно, можно с уверенностью утверждать, что обнаруженные в натуральных экспериментах "быстрые" фотоэлектроны образовались в результате воздействия на них электрического поля ПЭС.

Из сравнения результатов численного расчета с натурными экспериментами [1, 2] можно сделать следующие выводы.

1. Отсутствие "быстрых" фотоэлектронов при воздействии наносекундных Nd-лазерных импульсов ($\tau_p = 27$ нс) с энергией в импульсе $W_p = 0,05$ Дж [2] можно объяснить тем фактом, что при этих условиях не формируется ПЭС и, соответственно, отсутствует электрическое поле, способное "разогреть" фотоэлектроны до значительных энергий.

2. Экспериментальные данные по воздействию пикосекундных Nd-лазерных импульсов ($\tau_p = 8$ пс) с интенсивностью от $1,3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² до $2,5 \cdot 10^{10}$ Вт/см² дали интервал максимальных значений энергий фотоэлектронов в пределах 100–600 эВ [1].

Экспериментальные данные достаточно хорошо объясняются численным расчетом влияния на отдельные фотоэлектроны электрического поля ПЭС, образующегося при указанных параметрах лазерного облучения, что хорошо видно из рис. 2.

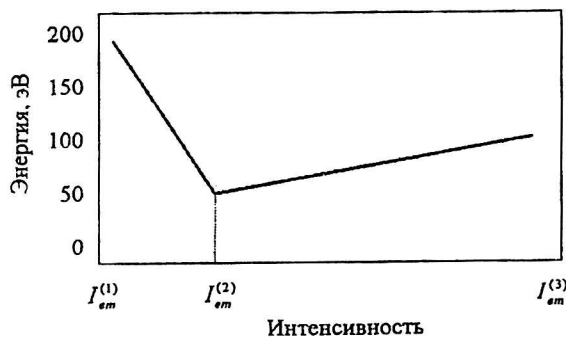


Рис. 2. Максимальная энергия "быстрых" фотоэлектронов в зависимости от интенсивности пикосекундного лазерного импульса:

$$I_{em}^{(1)} = 0,3 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2; \quad I_{em}^{(2)} = 1,1 \cdot 10^{10} \text{ Вт/см}^2;$$

$$I_{em}^{(3)} = 3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$$

Авторы благодарны А. А. Рухадзе за интерес к работе и поддержку.

Литература

1. Farkas Gy., Toth Cs. // Phys. Rev. A, 1990. № 41. P. 4123.
2. Logothetis E. M., Hartman P. L. // Ibid. 1969. № 187. P. 460.
3. Petite G., Agostini P. et. al. // Ibid. 1992. № 45. P. 12210.
4. Varro S., Ehlitzky F. // Ibid. A 1998. № 57. P. 663.
5. Анисимов С. И., Капелиович Б. Л., Перельман Т. Л. // ЖЭТФ. 1974. № 66. С. 776.
6. Яковлев М. А., Федоров М. В. // То же. 2002. № 122. С. 814.
7. Ивлев А. В., Павлов К. Б., Яковлев М. А. // То же. 1994. № 64. С. 50.
8. Gupta A. K., Singwi K. S. // Phys. Rev. B. 1997. P. 15. 1801.
9. Анисимов С. И., Ретфельд Б. // Известия АН. Сер. физ., 1997. № 61. P. 1642.
10. Афанасьев Ю. В., Демченко Н. Н., Завестковская И. Н. и др. // То же. 1999, № 63. С. 667.
11. Riley D., Langley A. J., Taday P. F., et al. // Appl. Phys. 1998. № 31. P. 515.
12. Ивлев А. В., Яковлев М. А., Борденюк А. Н. // ЖТФ. 1998. № 68. С. 42.
13. Anisimov S. I., Makshantsev B. I., Barsukov A. V. // Opt. and Acoust. 1990. Rev. 1. С. 251.
14. Kieffer L. J. // Atom Data, 1995. V. 2. № 4. P. 293–330.

The physical model of generation of the high energy photoelectrons by picosecond laser pulses

M. V. Fedorov

Institute of General Physics, Russian Academy of Science, Moscow, Russia

M. A. Yakovlev

Bauman State Technical University, Moscow, Russia

The influence of the self-consistent electric field of a surface electron layer on the energy spectrum of photoelectrons emitted under the action of a picosecond laser pulse on a metallic target was determined.

* * *