13

Квантовая теория эмиссии электронов из структуры „металл–диэлектрик“ в сильных электрических полях

© С.И. Берил,[1] С.А. Баренгольц,[2,3,¶] Ю.А. Баренгольц,[1] А.С. Старчук[1]

[1] Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
3300 Тирасполь, Молдова, Приднестровье
[2] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия
[3] Физический институт им. П.Н Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
[¶] e-mail: sabarengolts@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 декабря 2018 г.
В окончательной редакции 4 ноября 2019 г.
Принята к публикации 13 января 2020 г.

Выведена обобщенная формула для тока электронной эмиссии как функции температуры, поля и работы выхода электрона в системе „металл–диэлектрик“ с учетом квантового характера сил изображения. Для свободных электронов использовано распределение Ферми–Дирака и квантовый потенциал изображения, полученный методами электронной поляронной теории. В пределе классического потенциала сил изображения получены хорошо известные формулы Ричардсона–Шоттки — для термоэлектронной эмиссии и Фаулера–Нордгейма — для автоэлектронной эмиссии. Показано, что при высоких температурах и электрических полях $E \geq 10\,\mathrm{MV/cm}$ поляронный вклад растет с ростом поля и снижается с ростом температуры. Уменьшение эмиссионного тока связано с увеличением эффективной работы выхода электрона, обусловленным электронным поляронным эффектом. Для тока термо- и автоэлектронной эмиссии получены удобные для теоретических оценок экстраполяционные формулы.

Ключевые слова: термоэлектронная эмиссия, автоэлектронная эмиссии, электронный полярон, квантовый потенциал изображения.

DOI: 10.21883/JTF.2020.06.49295.441-18

Введение

Исследование вакуумного пробоя показало, что важную роль в инициировании вакуумного разряда играют эмиссионные процессы, стимулированные неметаллическими включениями (островковые или сплошные диэлектрические пленки, адсорбированные атомы и т.д.) на поверхности металлического катода [1]. Именно с наличием таких включений связывают существование аномально высоких коэффициентов усиления электрического поля β, определяемых из характеристик Фаулера–Нордгейма [2]. Значения этих коэффициентов могут достигать нескольких сотен [3]. Эмиссионные процессы с участием этих неметаллических включений приводят к образованию так называемых катодных пятен 1-го типа: короткоживущих источников плазмы, генерируемой в межэлектродный промежуток [4,5]. Функционирование пятен 1-го типа во многих случаях определяет начальную стадию вакуумного пробоя.

Вопрос корректного описания процесса эмиссии с катода, покрытого неметаллическими включениями, и их роли в инициировании вакуумного пробоя в последнее время приобрел важное значение в связи с разработкой электрон-позитронных коллайдеров TeV-диапазона энергий [6]. Инициирование вакуумного пробоя на поверхности ускоряющей структуры является основной проблемой, ограничивающей темп набора энергии частицами [7]. Возможно, что именно присутствие неметаллических включений на поверхности ускоряющей структуры ответственно за существование аномально высоких коэффициентов электрического поля. Эмиссионные центры с высокими β являются потенциальными источниками взрывной электронной эмиссии, которая, по-видимому, и является основной причиной вакуумного пробоя в ускоряющих структурах [8].

Задача корректного описания эмиссионных процессов с участием неметаллических включений актуальна для изучения начальной стадии развития высоковольтного разряда в газовых средах [9]. В этом случае, учитывая наличие газовой среды, такие включения неизбежно присутствуют на поверхности катодов.

В настоящей работе эмиссионные процессы в структуре металлический катод–адсорбированная неметаллическая пленка–вакуум (газовая среда) рассмотрены на основе квантово-механического описания взаимодействия электрона с быстрой поляризацией среды (колебания плазмы валентных электронов диэлектрика и свободных электронов металла). При этом туннелирующий электрон представляет собой квазичастицу — электронный полярон Тоезавы, имеющий конечные размеры, определенные радиусом R_p [10–12]. Теория поверхностного электронного полярона, на основе которой рассчитаны его параметры, приведена в работе [13].

Этот подход позволил получить выражение для потенциальной энергии взаимодействия электрона с наведенной им поляризацией среды при исследовании эмиссии электронов из металла в диэлектрик (газовую среду) [14–17], справедливое во всем диапазоне значений расстояния x электрона до границы раздела металла с диэлектриком, в том числе в точке $x = 0$ (граница раздела), в которой классический потенциал сил изображения расходится. В пределе $x \gg R_p$ этот квантовый потенциал переходит в электронную часть классического потенциала сил изображения $U_{ie}(x) = -e^2/(4\varepsilon x)$, где ε — высокочастотная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

Структура настоящей работы следующая: в первой части приведен вывод обобщенной формулы для эмиссионного тока через контакт металл–диэлектрик с учетом электронного поляронного эффекта в зависимости от приложенного электрического поля и температуры катода. Далее рассмотрены предельные случаи высоких температур (термоэлектронная эмиссия) и электрических полей (автоэлектронная эмиссия). Определены параметры эмиссии электронов и диэлектрических пленок, при которых вклад электронного поляронного эффекта становится существенным. Получены экстраполяционные формулы для случаев термоэлектронной и автоэлектронной эмиссии, переходящие в пределе классического потенциала изображения в известные формулы Ричардсона–Шоттки и Фаулера–Нордгейма соответственно.

Основные уравнения

Плотность эмиссионного тока из структуры металл–диэлектрик (рис. 1, a) можно выразить формулой [18]

$$j(E, T) = e \int_{-\infty}^{\infty} N(W, T) D(W, T) dW. \tag{1}$$

Здесь $j(E, T)$ — плотность эмиссионного тока, e — заряд электрона, E — напряженность приложенного электрического поля, T — абсолютная температура, $N(W, T)$ — число электронов, падающих на единицу площади барьера за 1 s и имеющих энергию, близкую к W; $D(W, E)$ — прозрачность потенциального барьера на контакте катода с внешней средой.

В модели Зоммерфельда число электронов, падающих на единицу площади за 1 s, равно

$$N(W, T) = \frac{4\pi m k_0 T}{h^3} \ln\left\{1 + \exp\left(-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right)\right\}, \tag{2}$$

где W_F — энергия Ферми металла, k_0, h — постоянные Больцмана и Планка соответственно, m — эффективная

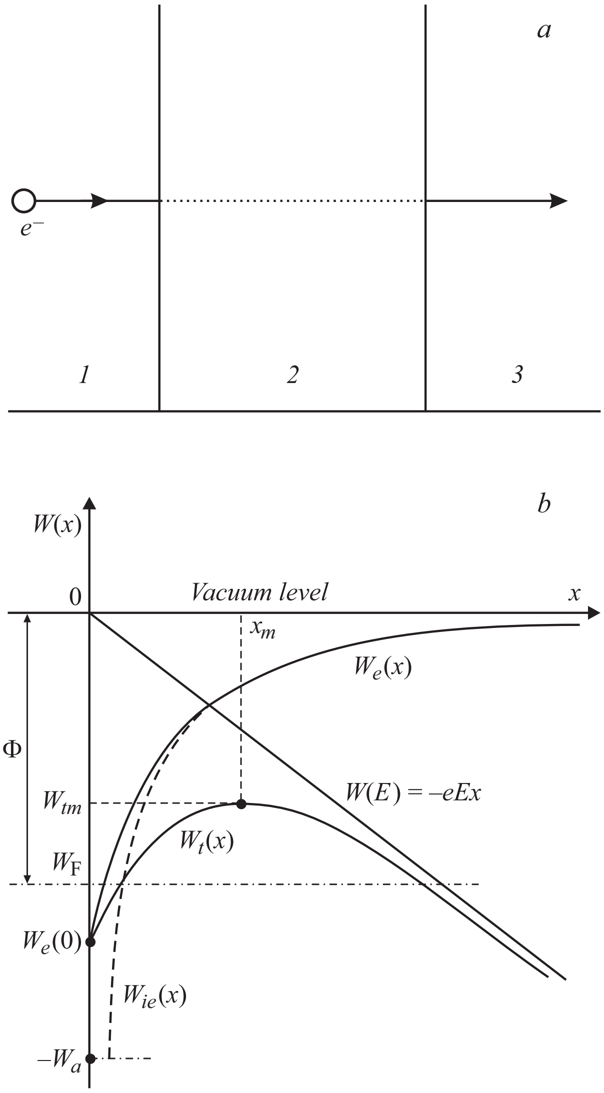

Рис. 1. a — контакт „металлический катод (*1*)–неметаллическая пленка (*2*) толщиной d–вакуум (*3*)“; b — потенциальная энергия $W(x)$ электрона вблизи поверхности металла в области $x \geq 0$. Здесь: $W_{ie}(x)$ — классический электронный потенциал изображения; $W_e(x)$ — квантовый потенциал взаимодействия электрона с наведенной им быстрой поляризацией; $W(E) = -eEx$ — потенциальная энергия взаимодействия электрона с полем; W_a — эффективная потенциальная энергия электрона внутри металла (постоянная величина); $\Phi = W_F$ — работа выхода (равная энергии Ферми); W_{tm} — максимальное значение $W_t(x)$; $W_e(0) = W_t(x = 0)$.

масса электрона. Энергия отсчитывается от нуля для свободного электрона вне металла (рис. 1, b), поэтому работа выхода Φ электрона равна по модулю энергии Ферми W_F, W — энергия движения электрона в направлении, перпендикулярном к поверхности вне металла

$$W = \frac{p^2(x)}{2m} + W_t(x), \tag{3a}$$

где $p(x)$ — импульс электрона по нормали к поверхности, $W_t(x)$ — эффективная потенциальная энергия электрона (рис. 1, *b*), имеющая вид

$$W_t(x) = \begin{cases} W_e(x) - eEx, & x \le 0, \\ -W_a, & x < 0, \end{cases} \tag{3б}$$

где $W_e(x)$ — квантовая потенциальная энергия взаимодействия электрона с наведенной им быстрой поляризацией на контакте „металл–диэлектрик“(в пределе переходит в классический потенциал изображения при $x \gg R_p$, где

$$R_p = (\hbar/(2m\omega_p)^(1/2)$$

— радиус электронного полярона, ω_p — частота объемных плазменных колебаний).

В работе [18] и последующих работах в качестве потенциала $W_e(x)$ использован классический потенциал сил изображения, который имеет сингулярность при $x = 0$, т. е. является некорректным как на самой границе контакта, так и вблизи нее ($x \sim R_p$).

В работах [13–17] на основе поляронной теории потенциала и сил изображения получено выражение для квантового потенциала изображения $W_e(x)$, описывающего взаимодействие электрона с наведенной им быстрой поляризацией на контакте „металл–диэлектрик“, и справедливого во всей области значений $x \ge 0$:

$$W_e(x) = -e^2 \int\limits_0^\infty d\eta e^{-2\eta x} \left[1 - \frac{\eta^2}{2(\eta^2 + k_s^2 + k_{F_s}^2)}\right]$$
$$\times \sum_{j=1,2} \frac{\varphi_j(\varepsilon_j(\eta))}{\Omega_j^2(\eta)[1 + R_{s_j}^2\eta^2]} - e^2 \int_0^\infty k_\perp dk_\perp \int\limits_0^\infty dk_x$$
$$\times \left[1 + e^{-2k_\perp x} - 2e^{-k_\perp x}\cos(k_x x)\right]$$
$$\times \frac{(\varepsilon - 1)\left[1 - \frac{k^2}{2(k^2 + k_S^2 + k_V^2)}\right]}{\varepsilon_1 k^2 (1 + R_V^2 k^2)}, \tag{4}$$

где

$$\varphi_1(\varepsilon_1(\eta)) = \frac{1}{(\varepsilon_1(\eta) + 1)^2}\left[\omega_{pV}\left(\frac{(\varepsilon_1(\eta) - 1)}{\varepsilon_1(\eta)}\right)^{1/2}\right.$$
$$\left. - \omega_p F_{12}(\Omega_1(\eta))\right]^2 \left[1 + F_{12}^2(\Omega_1(\eta))\right]^{-1}\left[1 + R_{S_1}^2(\eta)\eta^2\right]^{-1}, \tag{5}$$

$$\varphi_2(\varepsilon_2(\eta)) = \frac{1}{(\varepsilon_2(\eta) + 1)^2}\left[-\omega_{pV}(\eta)\left(\frac{(\varepsilon_2(\eta) - 1)}{\varepsilon_2(\eta)}\right)^{\frac{1}{2}}\right.$$
$$\left. \times F_{21}(\Omega_2(\eta)) + \omega_p\right]^2 \left[1 + F_{21}^2(\Omega_2(\eta))\right]^{-1}\left[1 + F_{S_2}^2(\eta)\eta^2\right]^{-1}. \tag{6}$$

Здесь $\varepsilon_j(\eta)$ — диэлектрическая функция квантового диэлектрика, для которой в [15] получено выражение

$$\varepsilon_j(\eta) = 1 + \frac{\varepsilon - 1}{\left[1 + \frac{\eta^2}{\lambda^2}(\varepsilon - 1)\right]\left(1 + \frac{3\eta^2}{4\eta_F^2}\right)} \tag{7}$$

$$\lambda^{-1} = \frac{2(\varepsilon - 1)}{\pi\sqrt{\varepsilon - 1}} R_{pS}\left\{\sqrt{\varepsilon} + (\varepsilon - 1)\,\mathrm{arctg}\sqrt{\varepsilon} - \frac{\pi}{2}(\varepsilon - 1)\right\}, \tag{8}$$

где $R_{pS_{1,2}} = (\hbar/(2m\Omega_{pS_{1,2}})^{1/2}$ — радиус поверхностного электронного полярона; $\Omega_{pS_{1,2}}$ — частоты поверхностных плазменных колебаний;

$$k_S = 2\pi^{-1}k_F; \qquad k_F = (3\pi^2 N)^{1/3}.$$

Явные выражения для величин $F_{12}(\Omega_1(\eta))$; $F_{21}(\Omega_2(\eta))$, входящих в формулы (5) и (6), приведены в монографии [17].

Формулы (4)–(8) для квантового потенциала $W_e(x)$ являются громоздкими и не очень удобными для расчетов. В работах [16,19,20] показано, что потенциальная энергия $W_e(x)$ может быть аппроксимирована с высокой точностью выражением

$$\widetilde{W}_e(x) \approx -\frac{e^2}{(4x + x_0)\varepsilon}. \tag{9}$$

Здесь x_0 — параметр из теории поляронов, для которого получено выражение

$$x_0 = \frac{e^2}{\varepsilon W_e(0)}, \tag{10}$$

где

$$W_e(0) = -e^2 \int\limits_0^\infty d\eta \left[1 - \frac{\eta^2}{2(\eta^2 + k_s^2 + k_{F_s}^2)}\right]$$
$$\times \left\{\frac{\varphi_1(\varepsilon_1(\eta))}{\Omega_1^2(\eta)[1 + R_{S_1}^2\eta^2]} + \frac{\varphi_2(\varepsilon_2(\eta))}{\Omega_2^2(\eta)[1 + R_{S_2}^2\eta^2]}\right\}. \tag{11}$$

Представляет интерес оценить величину x_0 в сравнении с характерными масштабами теории. Для случая контакта „кристалл–вакуум“ без учета пространственной дисперсии интеграл (11) вычисляется точно, и для x_0 получаем выражение

$$x_0 = \frac{2e^2\left(1 - \frac{R_S^2}{R_F^2}\right)}{\pi\alpha_{pS}\hbar\Omega_{pS}\left(1 + \frac{R_S^2}{R_F^2} + 2\frac{R_S^2}{R_F^2}\right)}, \tag{12}$$

где R_{pS}, α_{pS} — радиус поверхностного электронного полярона и константа электрон-плазмонного взаимодействия соответственно, $R_S = k_S^{-1}$, $R_F = k_F^{-1}$.

Учитывая, что

$$\alpha_{pS} = \frac{e^2}{\hbar}\left(1 - \frac{1}{\varepsilon + 1}\right)\left(\frac{m}{2\hbar\Omega_p S}\right)^{1/2},$$
$$R_{pS} = \left(\frac{m}{2\hbar\Omega_{pS}}\right)^{1/2}, \tag{13}$$

получаем

$$x_0 = \frac{4\left(1 - \frac{R_S^2}{R_F^2}\right)}{\left(1 + \frac{R_S^2}{R_F^2} + 2\frac{R_S^2}{R_F^2}\right)} R_{pS}, \tag{14}$$

т.е. $x_0 \sim R_{pS}$ и по порядку величины совпадает с радиусом электронного полярона. Для типичных значений параметров $m = (0.1-1)m_0$

$$R_{pS} \sim (1-10)\cdot 10^{-8}\,\mathrm{cm}, \tag{15}$$

т.е. составляет от одной до нескольких постоянных решетки.

Здесь необходимо подчеркнуть, что развиваемый в настоящей работе подход основан на теории электронных поляронов [10–12], согласно которой поляроны возникают при взаимодействии с плазмонами валентных электронов, характерная частота которых составляет величину порядка $10^{16}\,\mathrm{s}^{-1}$. В связи с этим наведенная электроном поляризация безынерционно следует за движением электрона, превращая его в квазичастицу — электронный полярон. В этом состоит основное отличие от моделей, учитывающих влияние электрон-фононного взаимодействия (частота $10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$) на эмиссионные характеристики (см., например, [21]).

Отметим, что некоторыми авторами [22,23] параметр x_0 вводился как „обрезающий фактор" в классическом потенциале изображения для устранения в нем „нефизической расходимости" на поверхности кристалла ($x = 0$).

Для прозрачности барьера $D(E, W)$ на контакте можно записать

$$D(E,W) = \left[1 + \exp\left(-\frac{4\pi i}{\hbar}\right)\int\limits_{x_1}^{x_2} p(x)dx\right]^{-1}, \tag{16}$$

где

$$p(x) = \sqrt{2m(W - W_t(x)} \tag{17}$$

— зависящий от координаты импульс электрона, $W_t(x)$ — эффективная потенциальная энергия эмитированного электрона, которая с учетом выражений (3) и (9) может быть представлена в виде

$$W_t = -\frac{e^2}{4\varepsilon(x + x_0/4)} - eEx. \tag{18}$$

Тогда

$$p(x) = \sqrt{2m\left(W + \frac{e^2}{4\varepsilon\left(x + \frac{x_0}{4}\right)} + eEx\right)}. \tag{19}$$

(В выражениях (18)–(19) и далее использована система единиц CGSE.)

Пределы интегрирования в (16) находятся из условия $p(x) = 0$. Тогда в соответствии с (19)

$$W + \frac{e^2}{4\varepsilon(x + x_0/4)} + eEx = 0. \tag{20}$$

Чтобы привести интеграл в (16), учитывающий (20), к виду, рассмотренному в [18], проведем замену

$$z = x + x_0/4. \tag{21}$$

Тогда из (20) следует

$$W\left(1 - \frac{eEx_0}{4W}\right) + \frac{e^2}{4\varepsilon z} + eEz = 0. \tag{22}$$

Следуя [19], введем обозначение

$$\gamma = 1 - \frac{eEx_0}{4W}. \tag{23}$$

Для нахождения пределов интегрирования из (20) получаем квадратное уравнение, решение которого имеет вид

$$z_{1,2} = -\frac{\gamma W}{2eE} \pm \sqrt{\frac{\gamma^2 W^2}{4e^2E^2} - \frac{e}{4\varepsilon E}}. \tag{24}$$

Вводим новую переменную

$$y_a = \frac{e}{|\gamma W|}\sqrt{\frac{eE}{\varepsilon}}. \tag{25}$$

Тогда, считая, что энергия W принимает только отрицательные значения, можно записать

$$z_{1,2} = -\frac{\gamma W}{2eE}\left(1 \pm \sqrt{1 - y_a^2}\right). \tag{26}$$

С учетом введенных обозначений интеграл в (16) приобретает вид

$$I = -\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} i \int\limits_{z_1}^{z_2}\left(\gamma W + \frac{e^2}{4\varepsilon z} + eEz\right)dz. \tag{27}$$

Полученный интеграл аналогичен рассмотренному в [20]. Интегрирование в (27) приводит к появлению функции $v_a(y_a)$:

$$v_a(y_z) = \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - y_a^2}}{2}}\left(E\left[\sqrt{\frac{2\sqrt{1 - y_a^2}}{1 + \sqrt{1 - y_a^2}}}\right]\right.$$
$$\left. - \left(1 - \sqrt{1 - y_a^2}\right)K\left[\sqrt{\frac{2\sqrt{1 - y_a^2}}{1 + \sqrt{1 - y_a^2}}}\right]\right), \tag{28}$$

где

$$K[k] = \int\limits_0^{\pi/2}\frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}}, \tag{29}$$

$$E[k] = \int_0^{\pi/2}\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}d\theta \tag{30}$$

— эллиптические интегралы Эйлера 1-го и 2-го рода соответственно.

Отметим, что функция (28) отличается от функции Нордгейма [18] наличием в аргументе y_a поляронного вклада.

Следуя [24], для случая $y_a \geq 1$ (что соответствует режиму автоэлектронной эмиссии) из (28) можно получить

$$v_a(y_a) = \sqrt{1 + y_a)}\left(E\left[\sqrt{\frac{1 - y_a}{1 + y_a}}\right] - y_a K\left[\sqrt{\frac{1 - y_a}{1 + y_a}}\right]\right). \tag{31}$$

Аргумент y_a может быть определен через аргумент y функции Нордгейма

$$y_a = \frac{y}{\gamma\sqrt{\varepsilon}}. \tag{32}$$

Тогда из (28) для $v_a(y)$ (при условии $\varepsilon \approx 1$, которое выполняется для нанометрового диапазона толщины адсорбированной пленки) справедливо выражение

$$v_a(y) = \sqrt{\frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - y^2}}{2\gamma}} \left(E\left[\sqrt{\frac{2\sqrt{\gamma^2 - y^2}}{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - y^2}}}\right] - \frac{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - y^2}}{2\gamma} K\left[\sqrt{\frac{2\sqrt{\gamma^2 - y^2}}{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - y^2}}}\right]\right). \tag{33}$$

Полный ток через контакт определяется выражением, аналогичным общей формуле (20) работы [18]:

$$j(E,T) = \frac{k_0 T}{2\pi^2} \int\limits_{-W_a}^{W_{tm}} \frac{\ln\left(1 + \exp\left[-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right]\right)}{1 + \exp\left[\frac{4}{3}\sqrt{2}E^{-\frac{1}{2}} y_a^{-\frac{3}{2}} v_a(y_a)\right]} dW + \frac{k_0 T}{2\pi^2} \int\limits_{W_{tm}}^{\infty} \ln\left(1 + \exp\left[-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right]\right) dW. \tag{34}$$

Согласно [18], выражение (34) записано в единицах Хартри, т.е. j выражено в единицах $m^3 e^9 \hbar^{-7} = 2.37 \cdot 10^{14}\,\mathrm{A/cm^2}$; E — в единицах $m^2 e^5 \hbar^{-4} = 5.14 \cdot 10^9\,\mathrm{V/cm}$; W_F, $k_0 T$, W, W_a, W_{tm} — в единицах $me^4\hbar^{-2} = 27.2\,\mathrm{eV}$.

Термоэлектронная эмиссия

При высоких температурах эмиссионный ток обусловлен электронами, преодолевающими потенциальный барьер с энергией выше W_{tm}. В этом случае первым интегралом в (34) можно пренебречь. Тогда из (34) следует

$$j_{RS} = \frac{4\pi e m k_0 T}{h^3} \int\limits_{W_{tm}}^{\infty} \ln\left(1 + \exp\left[-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right]\right) dW. \tag{35}$$

Очевидно, что энергия эмитированных электронов в рассматриваемых условиях много больше энергии Ферми. Следовательно, подынтегральную функцию можно представить в виде

$$ln\left(1 + \exp\left[-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right]\right) \approx \exp\left[-\frac{W - W_F}{k_0 T}\right]. \tag{36}$$

При этом из (35) с учетом (36) следует

$$j_{RS} = \frac{4\pi e m (k_0 T)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{W_{tm} - W_F}{k_0 T}\right). \tag{37}$$

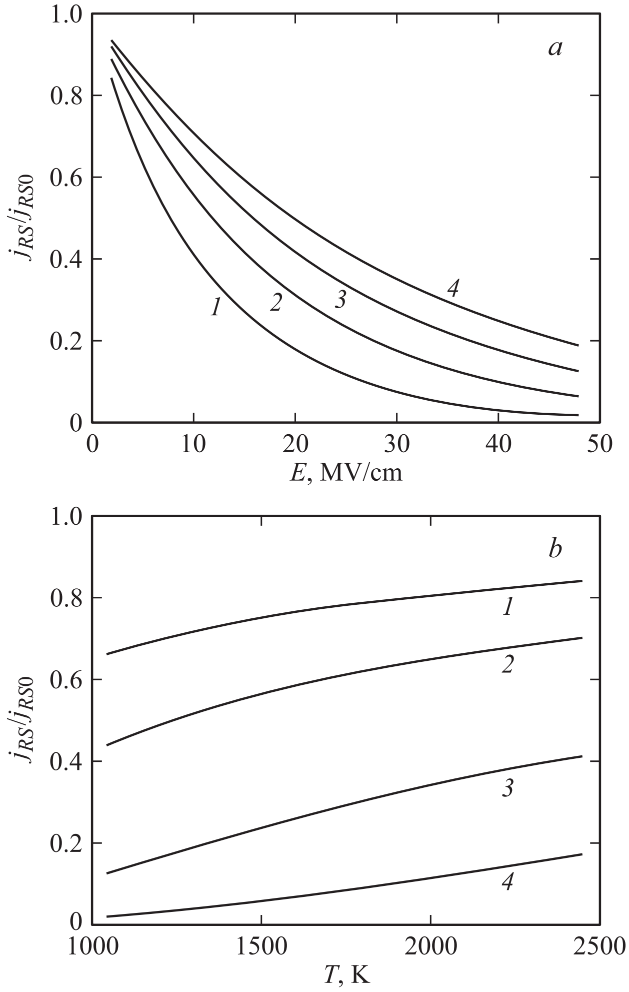

Рис. 2. *a* — влияние квантовых сил изображения на величину плотности эмиссионного тока: полевая зависимость для различных значений температуры: *1* — 1000, *2* — 1500, *3* — 2000, *4* — 2500 K; *b* — влияние квантовых сил изображения на величину плотности эмиссионного тока: температурная зависимость для различных значений напряженности электрического поля: *1* — 5, *2* — 10, *3* — 25, *4* — 50 MV/cm.

Определим энергию W_{tm}. Потенциальная энергия электрона вне металлического катода определяется выражением

$$W_t = W_F + \Phi - \frac{e^2}{\varepsilon(4x + x_0)} - eEx. \tag{38}$$

Здесь Φ — работа выхода материала катода.

Энергия W_t достигает максимума в точке

$$x_m = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{E}} - \frac{x_0}{4}. \tag{39}$$

Подставляя выражение (39) в (38), для W_m получаем

$$W_{tm} = W_F + \Phi - \frac{1}{\varepsilon}\sqrt{e^3 E} + \frac{eEx_0}{4\varepsilon}. \tag{40}$$

Из формул (37) и (40) следует окончательное выражение для плотности тока поляронной термоэлектронной

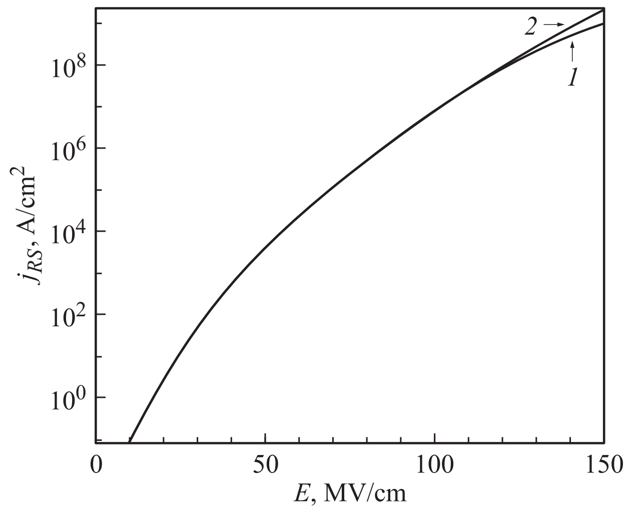

Рис. 3. Зависимость тока термоэлектронной эмиссии от напряженности электрического поля. Кривая *1* рассчитана по точной формуле (35), кривая *2* — по обобщенной формуле Ричардсона–Шоттки (41). Значения параметров: $\varepsilon = 1$, $\Phi = 4$ eV, $m = m_0$, $T = 1500$ K.

эмиссии, представляющее собой обобщенную формулу Ричардсона–Шоттки:

$$j_{RS} = \frac{4\pi emk_0^2}{h^3}T^2 \exp\left[\frac{1}{k_0T}\left(-\Phi + \frac{1}{\varepsilon}\sqrt{e^3E} - \frac{eEx_0}{4\varepsilon}\right)\right]. \tag{41}$$

Как показано в [18], формула Ричардсона-Шоттки (а значит, и формула (41)) справедлива вплоть до полей напряженностью порядка 50 MV/cm.

Оценим влияние поляронного эффекта (т. е. квантового характера сил изображения) на величину эмиссионного тока Ричардсона–Шоттки. Без его учета плотность тока определяется вытекающим из (41) выражением:

$$j_{RS_0} = \frac{4\pi emk_0^2}{h^3}T^2 \exp\left[\frac{1}{k_0T}\left(-\Phi + \frac{1}{\varepsilon}\sqrt{e^3E}\right)\right]. \tag{42}$$

Тогда отношение j_{RS}/j_{RS0} характеризует влияние поляронного характера туннелирования на величину эмиссионного тока:

$$\frac{j_{RS}}{j_{RS0}} = \exp\left(-\frac{eEx_0}{4\pi k_0T}\right). \tag{43}$$

Результаты расчетов для некоторых усредненных значений $\varepsilon = 3$, $x_0 = 0.3$ nm, $\Phi = 4.5$ eV приведены на рис. 2. Графики на рис. 2 свидетельствуют о большом влиянии электронного поляронного эффекта на эмиссионные характеристики катодов в сильных электрических полях. Причем в области значений напряженности полей $E \geq 10$ MV/cm это влияние растет с ростом поля (достигая примерно двух порядков при напряженности электрического поля 50 MV/cm) и снижается с ростом температуры.

На рис. 3 приведены зависимости плотности тока Ричардсона–Шоттки, рассчитанные по точной формуле (35) и приближенной формуле (41). Эти зависимости практически совпадают во всей области, где справедливо уравнение Ричардсона–Шоттки.

Уменьшение эмиссионного тока с ростом напряженности электрического поля связано с увеличением эффективной работы выхода Ф. Как следует из (41) и (42), в расчетах необходимо использовать значение

$$\overline{\Phi} = \Phi + \frac{eEx_0}{4\varepsilon}. \tag{44}$$

Таким образом, показано, что учет электронного поляронного эффекта приводит к увеличению работы выхода во всем интервале полей и температур. В области напряженности поля $E > 5$ MV/cm это приводит к снижению плотности эмиссионного тока более чем на порядок, что связано с дополнительной работой поля по перемещению как самого электрона, так и следующего за ним поляризационного облака при туннелировании электронного полярона через барьер. Формула (44) для эффективной работы выхода $\overline{\Phi}$ подтверждает результаты работ [25,26], в которых экспериментально измеренная величина контактного барьера в процессе внутреннего фотоэффекта в структуре Al–SiO_2 — вакуум оказалась больше, чем действительная высота барьера, примерно на 0.2 eV.

Автоэлектронная эмиссия

Интегрирование выражения (34) с учетом (27) и (31) приводит к уравнению, аналогичному уравнению Мерфи–Гуда [18]:

$$j(E, T, x_0) = \frac{e^3E^2}{8\pi h\varepsilon^2\Phi t_a^2(y_a)} \cdot \frac{\pi c_a k_0 T}{\sin(\pi c_a k_0 T)} \times \exp\left[-\frac{8\pi\varepsilon\sqrt{2m}\Phi^{3/2}}{3ehE}v_a(y_a)\right]. \tag{45}$$

Отметим, что кроме функции $v_a(y_a)$ в формуле (45) появляются новые функции $t_a(y_a)$ и $c_a(y_a)$ (содержащие поляронные вклады), которые можно выразить через аргумент y функции Нордгейма:

$$t_a(y_a) = \overline{\gamma}\sqrt{\frac{y_a}{2}}\left\{2E\left[\sqrt{\frac{y_a - y}{2y_a}}\right] - K\left[\sqrt{\frac{y_a - y}{2y_a}}\right]\right\}, \tag{46}$$

$$c_a(y_a) = \frac{4\pi\varepsilon\sqrt{2m\Phi}}{ehE}t_a(y_a), \tag{47}$$

где

$$\overline{\gamma} = 1 + \frac{eEx_0}{4\Phi}. \tag{48}$$

Температурная зависимость тока автоэлектронной эмиссии определяется вторым предэкспоненциальным сомножителем уравнения (45):

$$\alpha(T, E) = \frac{\pi c_a k_0 T}{\sin(\pi c_a k_0 T)}. \tag{49}$$

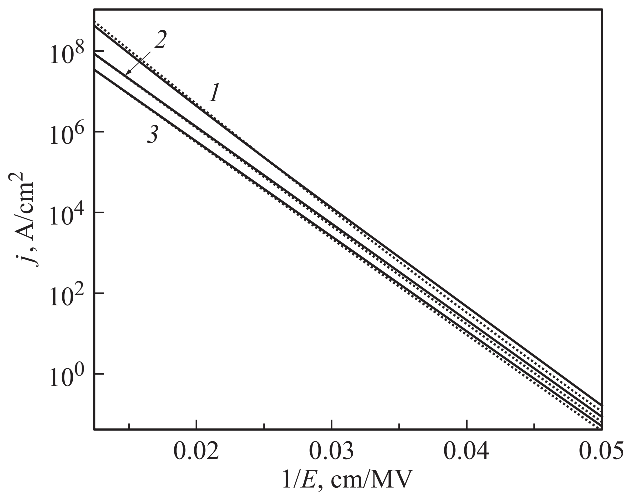

Рис. 4. Зависимости плотности тока автоэлектронной эмиссии, рассчитанные на основе формулы (45) (сплошные линии) и по экстраполяционной формуле (52) (пунктирные линии) для различных значений параметра x_0 (*1* — 0, *2* — 0.5, *3* — 1.0 nm), от напряженности E электрического поля в области сильных полей ($E = (30-80)$ MV/cm). Значения других параметров теории: $\varepsilon = 1$, $\Phi = 4$ eV, $m = m_0$, $T = 500$ K.

Если $\pi c_a kT$ настолько мало, что $\alpha(T, E) \simeq 1$, а поляронный эффект пренебрежимо мал (т. е. $x_0 = 0$), то формула (45) приходит в формулу Фаулера–Нордгейма:

$$j_{F-N}(E) = \frac{e^3E^2}{8\pi he^2\Phi t^2(y)} \exp\left[-\frac{8\pi\varepsilon\sqrt{2m}\Phi^{3/2}}{3ehE}v(y)\right]. \tag{50}$$

Следует отметить, что формулы (45) и (50) имеют ограничения по значениям входящих в эти соотношения физических параметров — температуры, работы выхода и напряженности электрического поля.

Таким образом, формулу (45) можно считать обобщенным выражением плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии на контакте „металл–диэлектрик“, покрытого адсорбированной неметаллической пленкой, учитывающей вклад поляронного эффекта и его возрастающую роль с увеличением напряженности электрического поля и температуры. Она отличается от классической формулы для плотности эмиссионного тока, приведенной в [18], наличием в аргументе функций $v_a(y_a)$ и $t_a(y_a)$ „поляронного вклада“.

Формула (45) в пределе низких температур ($T \to 0$), при которых $\alpha(T, E) = 1$, и высоких полей может быть преобразована к более простому виду, если использовать аппроксимацию для функций $v_a(y_a)$ и $t_a^2(y_a)$, найденную в работе [27] и примененную авторами [28] для определения площади барьера полевой эмиссии:

$$v_a(y_a) \approx 0.95 - 1.03y_a^2, \qquad t_a^2(y_a) \approx 1.1. \tag{51}$$

Подставляя (50) в (45), с учетом (32), (25) получаем выражение для плотности тока автоэлектронной эмиссии:

$$j_{appr}(E) = \frac{e^3E^2}{8.8\pi h\varepsilon^2\Phi} \exp\left[-\frac{8\pi\sqrt{2m}\Phi^{3/2}}{3ehE_{\text{eff}}}\right], \tag{52}$$

где E_{eff} имеет вид

$$E_{eff} = \frac{E}{0.95 - \frac{1.03e^3E}{\varepsilon\left(\Phi + \frac{eEx_0}{4}\right)^2}} \tag{53}$$

и включает в себя поляронный параметр x_0.

На рис. 4 представлена полевая зависимость плотности тока автоэлектронной эмиссии, рассчитанного соответственно по формуле (45) (сплошные линии) и по экстраполяционной формуле (52) (пунктирные линии) для различных значений параметра x_0 ($x_0 = 0$ nm, $x_0 = 0.5$ nm, $x_0 = 1.0$ nm), от напряженности электрического поля в области сильных полей ($E = 30-80$ MV/cm).

Приведенные на рис. 4 зависимости плотности тока Фаулера–Нордгейма в указанном диапазоне полей различаются менее чем на 3–5%, в то же время имеет место сильная зависимость от параметра x_0, описывающего поляронный эффект.

Отметим, что во всей области значений полей на рис. 4 при $x_0 = 0$ имеет место совпадение с результатами известной теории Мэрфи–Гуда [18], в которой термо- и автоэлектронная эмиссия рассматриваются с единой точки зрения. Результаты этой теории подтверждаются многочисленными экспериментами.

Как и в случае термоэлектронной эмиссии, уменьшение плотности тока автоэлектронной эмиссии с ростом x_0 объясняется увеличением эффективной работы выхода электрона в сильном электрическом поле, обусловленным плазмонным поляронным эффектом.

Следует отметить, что экстраполяционные формулы (41) — для плотности тока термоэлектронной эмиссии и (52) — для плотности тока автоэлектронной эмиссии, как следует из рис. 3 и 4, дают результаты, практически совпадающие с результатами, полученными по точным формулам (35) и (45) соответственно, в интервале полей от 10 до 100 MV/cm.

Заключение

Применение поляронной теории к рассмотрению физических процессов на контакте металл–диэлектрик или металл–адсорбированная диэлектрическая нанопленка позволяет устранить сингулярность потенциальной энергии туннелирующего электрона на эмитирующей границе (при $x = 0$). При полях $E > 5 \cdot 10^6$ V/cm, когда ширина потенциального барьера соизмерима с радиусом электронного полярона, квантовый вклад в плотность эмиссионного тока становится существенным. Этот вклад определяется параметром x_0, который связан с радиусом туннелирующего полярона. При этом с ростом напряженности электрического поля влияние поляронного эффекта возрастает, что обусловлено увеличением эффективной работы выхода электрона. Этот эффект частично ослабляется при учете реального значения диэлектрической проницаемости материала адсорбированной нанопленки.

В то же время в рамках данной модели не находят объяснения высокие значения коэффициента усиления поля, определяемые из характеристик Фаулера–Нордгейма. Возможная причина этого связана с неучетом влияния проникновения внешнего электрического поля на поляронную электронную эмиссию. Этот анализ предполагается сделать в дальнейших работах.

Финансирование работы

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-08-01282.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] *Mesyats G.A., Proskurovsky D.I.* Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Berlin: Springer, 1989. 293 p.
[2] High voltage vacuum insulation: Basic concepts and technological practice / Ed. by R.V. Latham. London: Academic Press, 1995. 594 p.
[3] *Cox B.M., Williams W.T.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. Vol. 10. N 3. L5–L10.
[4] *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. [*Mesyats G.A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark, and the Arc. M.: Nauka, 2000.]
[5] *Anders A.* Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. NY.: Springer, 2008. 540 p.
[6] A 3 TeV e^+e^- Linear Collider Based on CLIC Technology : the CLIC study team / Ed. by G. Guignard. Geneva, 2000. 76 p. (CERN Report; 2000-008).
[7] *Wuensch W.* Tech. Rep. // CERN-OPEN-2014-028. CLIC-Note-1025. CERN, Geneva, May 2013.
[8] *Barengolts S.A., Mesyats V.G., Oreshkin V.I., Oreshkin E.V., Khishchenko K.V., Uimanov I.V., Tsventoukh M.M.* // Phys. Rev. Accelerat. Beams. 2018. Vol. 21. N 6. P. 061004.
[9] *Korolev Yu.D., Mesyats G.A.* Physics of Pulsed Breakdown in gases. Yekaterinburg: URO-press, 1998. 274 p.
[10] *Toyozawa Y.* // Progr. Theor. Phys. 1954. Vol. 12. N 3. P. 421–436.
[11] *Hermanson J.* // Phys. Rev. 1972. Vol. 6. N 6. P. 2427–2432.
[12] *Hermanson J.*, in: Elementary Excitations in Solids, Molecules, and Atom. Part B. Springer, 1974. P. 199–211.
[13] *Берил С.И., Покатилов Е.П.* // ФТП. 1978. Т. 2. С. 2030–2033. [*Beril S.I., Pokatilov E.P.* // Semiconductors. 1978. Vol. 12. P. 1207–1208.]
[14] *Покатилов Е.П., Берил С.И., Фомин В.М.* // Поверхность (Физика, химия, механика). 1988. Т. 5. С. 5–12.
[15] *Pokatilov E.P., Beril S.I., Fomin V.M.* // Phys. Stat. Sol. B. 1988. Vol. 147. P. 163–172.
[16] *Beril S.I., Pokatilov E.P., Goryachkovskii E.P., Semenovskaya N.N.* // Phys. Stat. Sol. B. 1993. Vol. 176. P. 347–353.
[17] *Покатилов Е.П., Берил С.И., Фомин В.М.* Колебательные возбуждения, поляроны и экситоны в многослойных системах и сверхрешетках. Кишинев: Штиинца, 1990. С. 155–156.
[18] *Murphy E.I., Good A.H.* // Phys. Rev. 1956. Vol. 162. P. 1464–1473.
[19] *Barengolts Y.A., Beril S.I.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. Vol. 42. P. 3109–3112.
[20] *Barengolts Y.A., Beril S.I.* // Proc. 3rd Int. Conf. on Nanotechnologies and Biomedical Engineering. 2016. Vol. 55. P. 230–233.
[21] *Reich K.V., Eidelman E.D.* // Euro Phys. Lett. 2009. Vol. 85. P. 47007.
[22] *Эдельман В.С.* // УФН. 1980. Т. 130. Вып. 4. С. 675–704. [*Edel'man V.S.* // Soviet Phys. Uspekhi. 1980. Vol. 23. N 4. P. 227–244. DOI: 10.1070/PU1980v023n04ABEH004711
[23] *Шикин В.Б., Монарха Ю.П.* // ФНТ. 1975. Т. 1. № 8. С. 957–983.
[24] *Modinos A.* Field, Thermionic, and Secondary Electron Emission Spectroscopy. NY.: Plenum Press, 1984. 320 p.
[25] *Harstein A., Weinberg Z.A.* // Phys. Rev. 1979. Vol. 20. N 4. P. 1335–1338.
[26] *Harstein A., Weinberg Z.A.* // J. Phys. C. Solid State Phys. 1978. Vol. 11. N 11. L469–L473.
[27] *Шредник В.Н.* В кн.: Ненакаливаемые катоды. М.: Сов. радио, 1974. С. 166–169.
[28] *Попов Е.О., Колосько А.Г., Чумак М.А., Филиппов С.В.* // ЖТФ. 2019. Т. 89. Вып. 10. С. 1615–1625.