

## Аномальная термополевая эмиссия

© В.Э. Птицын

Институт аналитического приборостроения РАН,  
190103 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: ptitsin@iai.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 31 августа 2006 г.)

Проведено исследование полевых эмиссионных свойств  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  наногетероструктуры, образованной тонким ( $\sim 10$  nm) слоем  $ZrO_2$  на поверхности острейшего микрокристалла  $W\langle 100 \rangle$ . Установлено, что при температуре вещества наногетероструктуры  $\sim 2000$  K процесс эмиссии электронов возбуждается при низких значениях напряженности экстрагирующего (лапласова) поля (менее  $\sim 50$  V/ $\mu$ m). Показано, что в стационарном режиме электронной эмиссии с поверхности исследованной наногетероструктуры плотность эмиссионного тока может достигать аномально высоких значений (порядка  $\sim 10^8$  A/cm<sup>2</sup>). Предложена феноменологическая модель аномальной термополевой эмиссии электронов с поверхности наногетероструктур вида: проводник (металл)–тонкий слой диэлектрика.

PACS: 79.60.Jv, 79.70.+q, 79.90.+b, 71.23.An, 73.40.-c, 73.40.Gk, 73.50.-h, 77.55.+f

### Введение

Как известно [1,2], при воздействии на поверхность тугоплавкого металла электрического поля с напряженностью ( $F_e$ )  $\sim 3.0 \cdot 10^7 - 10^8$  V/cm теоретическое значение плотности тока термополевой эмиссии ( $J_{TFE}$ ) может варьироваться в пределах  $\sim 10^4 - 10^9$  A/cm<sup>2</sup>.

Однако на практике стационарный процесс термополевой эмиссии (TFE) уже при плотностях тока порядка  $\sim 10^5 - 10^6$  A/cm<sup>2</sup> становится нестационарным, так как при взаимодействии с веществом сильных электрических полей (более  $\sim (4-5) \cdot 10^7$  V/cm) в объеме вещества эмиттера и в его приповерхностном слое развиваются взаимосвязанные нестационарные термополевые процессы, такие как нагрев вещества протекающим током высокой плотности, огранка поверхности вершины микрокристалла — эмиттера, термоактивированное испарение атомов, полевая ионизация испаряющихся нейтралей и интенсивная ионная бомбардировка поверхности вещества эмиттера [3–6]. В этих условиях развивается неустойчивость процесса TFE, которая заканчивается фазовым переходом конденсированного вещества эмиттера в плотную плазму и вакуумным пробоем [5,6].

В силу указанных причин явление TFE практически не применяется для создания высокоинтенсивных стационарных источников электронов. В настоящее время TFE используется только в приборах растровой электронной микроскопии и установках электронной литографии, в которых источником электронов является так называемый  $ZrO/W\langle 100 \rangle$  Шоттки-катод [7]. Однако максимальное стационарное значение плотности тока эмиссии с поверхности  $ZrO/W\langle 100 \rangle$  Шоттки-катодов [7] не превышает  $\sim 10^5$  A/cm<sup>2</sup> и соответственно полный ток эмиссии составляет менее  $\sim 2.0 \cdot 10^{-4}$  A.

В настоящее время для реализации ряда научно-технологических проектов [8–14], необходимы интенсивные потоки электронов (с токами пучка  $\sim$  от  $10^{-3}$  до  $10^5$  A) и с плотностью тока в потоке  $\sim 10^6 - 10^7$  A/cm<sup>2</sup>.

В связи с этим проблема создания новых высокостабильных источников электронов, эмиссионная способность<sup>1</sup> которых существенно (на порядки величины) превосходит бы значения  $\gamma$  существующих TFE-источников электронов, предстает весьма актуальной [8].

Отметим, что исследования, направленные на разработку физических принципов и методов формирования потоков электронов с высокой приведенной яркостью  $\gamma$  ведутся уже сравнительно давно [3,8,15–18].

В результате проведенных исследований было показано, что полевые эмиссионные свойства низкоразмерных наноструктур (микрокристаллы CdS, алмазоподобные и углеродные пленки, углеродные нанотрубки и др.) обладают высокой эмиссионной способностью в условиях воздействия на вещество указанных наноструктур (НС) электрических полей с относительно низким уровнем пороговой напряженности поля (менее  $\sim 5.0 \cdot 10^5$  V/cm).

Однако до настоящего времени природа обнаруженных особенностей (или аномалий) полевой эмиссии с поверхности низкоразмерных НС во многих аспектах остается не ясной [18]. В частности, ВАХ вакуумных диодов с полевыми эмиттерами на основе низкоразмерных НС не укладываются в рамки теории TFE.

В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные, демонстрирующие возможность формирования наноструктур с аномально высокой эмиссионной способностью, а также предложена феноменологическая модель, позволяющая дать адекватную интерпретацию наблюдающимся аномалиям процесса полевой эмиссии с поверхности низкоразмерных НС.

<sup>1</sup> В настоящее время не существует общепринятого определения понятия „эмиссионная способность источника электронов“. В большинстве случаев под эмиссионной способностью источника электронов принято понимать плотность эмиссионного тока. По нашему мнению, для более полной характеристики эмиссионных свойств источника корректнее использовать известное определение физической величины, называемой приведенной яркостью ( $\gamma$ ;  $[\gamma] \equiv A/(m^2 \cdot sr \cdot V)$ ).

## Методика и результаты эксперимента

Изучались полевые эмиссионные свойства  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  наногетероструктуры (НГС), образованной пленкой  $ZrO_2$  на поверхности острейного микрокристалла (МК)  $W\langle 100 \rangle$ . Исследования проводились для трех различных „состояний“ поверхностного слоя НГС:

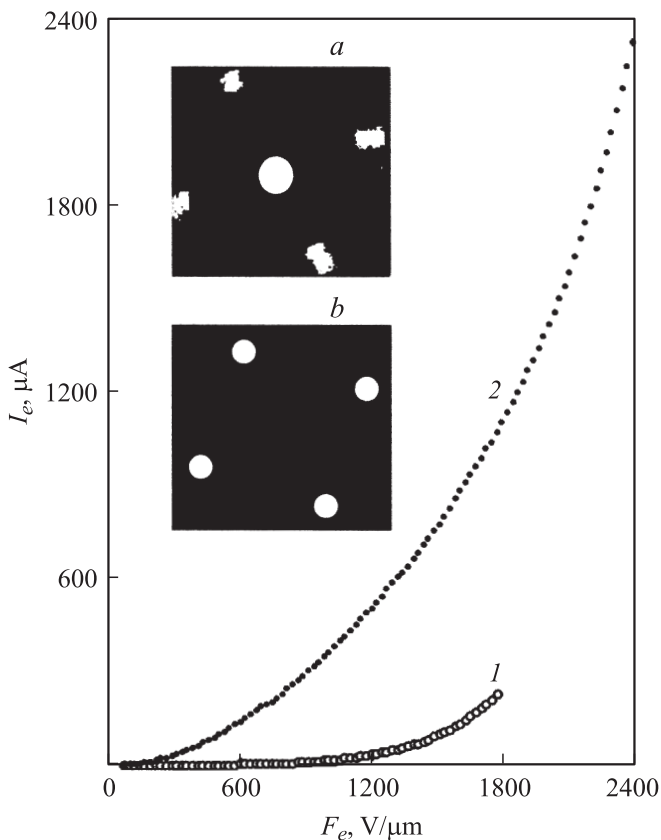
1) атомарно-чистая поверхность вершины МК  $W\langle 100 \rangle$ ;

2) монослойное покрытие МК  $W\langle 100 \rangle$  комплексами  $ZrO_2$ ;

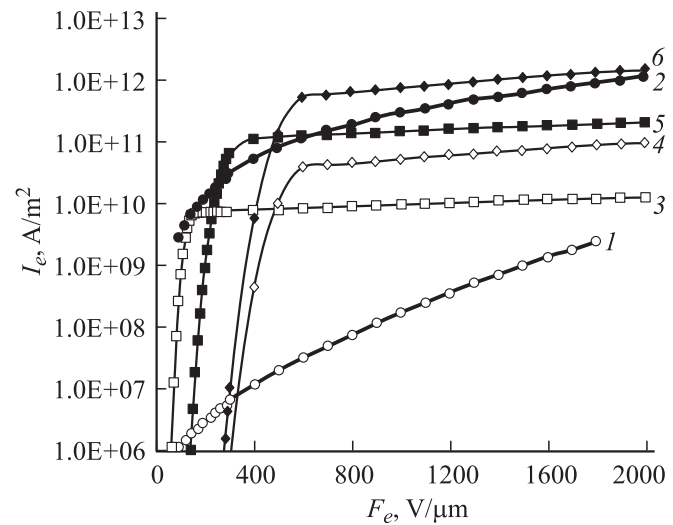
3) толщина слоя  $ZrO_2$  на поверхности вершины МК  $W\langle 100 \rangle$  равна  $\sim 10$  nm.

Описание экспериментальной установки, методы формирования тонких диэлектрических слоев ( $ZrO_2$ ) на поверхности вершины МК  $W\langle 100 \rangle$ , а также методика измерений термополевых эмиссионных свойств приведены в работах [19,20].

Основные экспериментальные результаты показаны на рис. 1–3. Как представляется, содержание полученных результатов вполне ясно из подписей к соответствующим рисункам. Однако так как на рис. 1–3



**Рис. 1.** Зависимость тока эмиссии от напряженности поля на поверхности  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС для двух различных „состояний“ поверхностного слоя НГС (экспериментальные данные). *a* — эмиссионное изображение поверхности МК  $W\langle 100 \rangle$ , покрытой монослоем  $ZrO_2$ , *b* — структура эмиссионного изображения поверхности  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС (толщина слоя  $ZrO_2 \approx 10$  nm).  $T = 2000$  K; 1 — толщина слоя  $ZrO_2$  равна одному монослою, 2 —  $\approx 10$  nm.



**Рис. 2.** Зависимость плотности тока эмиссии от напряженности поля на поверхности  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС (экспериментальные (1, 2) и расчетные (3–6) данные),  $T = 2000$  K. 1 — толщина слоя  $ZrO_2$  равна одному монослою; 2 —  $\approx 10$  nm; 3, 4, 5, 6 —  $N_{10} \approx 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ; толщина слоя  $ZrO_2 \approx 10$  nm; 3 — для ТЕ-электронов, инжектированных в пленку  $ZrO_2$  с граней  $W\langle 100 \rangle$ ; 4 — для TFE-электронов с граней  $W\langle 100 \rangle$ ; 5 — для ТЕ-электронов с граней  $W\langle 111 \rangle$ ; 6 — для TFE-электронов с граней  $W\langle 111 \rangle$ .

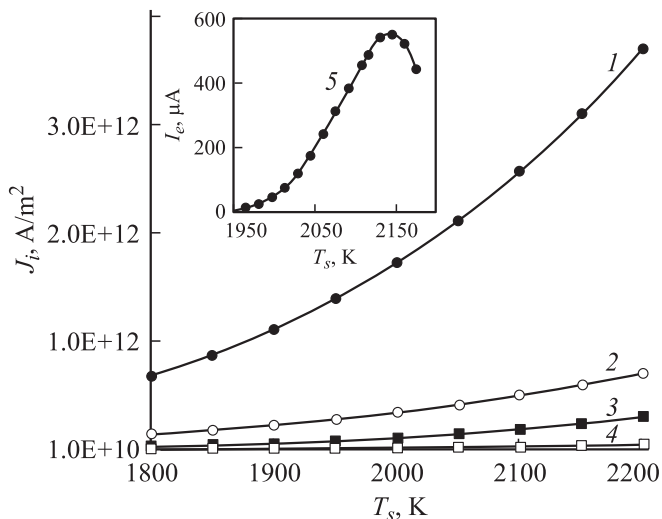
наряду с экспериментальными данными приведены и результаты моделирования, сделаем ряд дополнительных замечаний.

Показанные на вставках к рис. 1 эмиссионные изображения с точки зрения полевой эмиссионной микроскопии имеют существенные различия, которые заключаются в следующем. Как видно из рис. 1, при толщине пленки  $ZrO_2$ , равной одному монослою, наибольший вклад (до  $\sim 70\%$ ) в полный ток эмиссии вносит поток электронов, эмитируемых с плоскости  $W\langle 100 \rangle$ . При увеличении толщины пленки  $ZrO_2$  до  $\sim 10$  nm эмиссионное изображение качественно изменяется (рис. 1, *b*). В этом состоянии  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС (рис. 1, *b*) основной вклад (до  $\sim 80\text{--}90\%$ ) в полный ток эмиссии вносят электроны, эмитируемые в направлении нормалей к граням типа  $W\langle 111 \rangle$ .

Кривые 1, 2 (рис. 2) получены из соответствующих экспериментальных кривых 1, 2 (рис. 1) на основании количественных оценок значений площади эмитирующих участков поверхности  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС по известным методикам полевой электронной и атононной микроскопии [1,21], дополненных электронно-микроскопическими измерениями геометрии вершины  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС.

На вставке к рис. 3 приведена характерная экспериментальная кривая зависимости полного тока эмиссии от температуры вещества  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС.

В заключение этого раздела важно отметить, что при толщине слоя  $ZrO_2$ , равной  $\sim 10$  nm, процесс эмиссии



**Рис. 3.** Расчетные кривые (1–4) зависимости плотности тока инжекции ( $J_i$ ) в пленку диэлектрика от температуры вещества  $ZrO_2/W(100)$  НГС для различных (кристаллографических) направлений потоков инжекции из металла в пленку  $ZrO_2$ . 1–4 —  $N_{i0} \approx 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ;  $\tau \approx 10 \text{ нм}$ ; 1 — инжекция TFE-электронов в направлении  $W(111)$ ; 2, 3 и 4 — соответственно TE  $W(111)$ ; TFE  $W(100)$  и TE  $W(100)$ . На вставке показана экспериментальная кривая (5) зависимости полного тока эмиссии ( $I_e$ ) от температуры вещества  $ZrO_2/W(100)$  НГС при фиксированном значении потенциала и напряженности экстрагирующего поля ( $V_e = 6000 \text{ В}$ ,  $F_e \approx 1440 \text{ В/}\mu\text{м}$ ;  $\tau \approx 10 \text{ нм}$ ).

электронов при плотностях тока  $\sim 10^7 - 10^8 \text{ А/см}^2$  отличается высокой стабильностью. Нестабильность эмиссионного тока не превышала  $\sim 0.2\%$  в течение нескольких часов (до 10).

Таким образом, из полученных экспериментальных данных следует, что при толщине слоя  $ZrO_2 \sim 10 \text{ нм}$  активированный электрическим полем и нагревом вещества процесс эмиссии электронов с поверхности  $ZrO_2/W(100)$  НГС характеризуется рядом особенностей, которые не поддаются адекватной интерпретации в рамках известных теоретических представлений [1,2] о термополевом механизме эмиссии электронов с атомарно-чистой поверхности металлов или полупроводников под действием сильных электрических полей.

Для того чтобы отличать описанный выше процесс эмиссии электронов от классического явления TFE [1,2] и для его классификации, введем для него специальную аббревиатуру — АТФЕ (Abnormal Thermal Field Emission).

Отметим, что некоторые особенности АТФЕ, такие как низкий пороговый уровень напряженности поля возбуждения эмиссионного процесса и сравнительно слабая зависимость плотности тока от напряженности экстрагирующего поля, наблюдались также и ранее в исследованиях полевых эмиссионных свойств МК CdS [3,16], алмазоподобных углеродных пленок [18], а также углеродных нанотрубок [8].

## Модель АТФЕ

Анализ имеющихся данных [3,8,16–18] позволяет сделать заключение о том, что особенности (аномалии) процесса АТФЕ с поверхности НС, независимо от их размерности, в значительной мере определяются физико-химическими и структурными свойствами поверхностного слоя НС, который обычно представляет собой НГС, состоящую из высокопроводящей (металлической или полупроводниковой) подложки и тонкого диэлектрического слоя. Тонкий слой диэлектрика на поверхности подложки либо создается искусственно посредством современных технологических методов [18], либо образуется естественным путем в результате окисления поверхности НС [22].

В связи с этим для построения модели АТФЕ с поверхности низкоразмерных НС реальный вакуумный диод моделировался 2D-структурой вида: металл–тонкая пленка диэлектрика, находящейся в вакууме в однородном электростатическом поле напряженностью  $F_e$ . При моделировании процесса АТФЕ полагалось, что:

1) контакт металл–диэлектрик для электронов металла является запирающим [23];

2) инжекция электронов из металла в свободную зону диэлектрика через межфазовую границу (МФГ) раздела металл–диэлектрик может осуществляться как по механизму TFE, так и по термоэмиссионному (ТЕ) над барьером Шоттки;

3) электрическое поле на интерфейсе металл–диэлектрик представляет собой суперпозицию внешнего (лапласова) поля ( $F_e$ ), поля положительного пространственного заряда (ПЗ) ионизованных локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика, а также поля ПЗ электронов, инжектированных в свободную зону диэлектрика;

4) в условиях, когда концентрация электронов, инжектированных в пленку диэлектрика, много меньше объемной концентрации ионизованных локализованных состояний, полем ПЗ электронов в первом приближении можно пренебречь;

5) ионизация локализованных состояний в пленке может осуществляться как посредством термополевого механизма, так и под действием электромагнитного излучения, поглощенного пленкой диэлектрика, включая тепловое излучение вещества НГС;

6) при малых толщинах диэлектрической пленки (порядка длины свободного пробега низкоэнергетических электронов по отношению к процессу электрон-фонного рассеяния) транспорт электронов в пленке осуществляется преимущественно по баллистическому механизму;

7) с учетом условия 6) эмитированный в вакуум поток электронов принимался равным произведению инжектированного в диэлектрик потока электронов на вероятность туннелирования электронов через потенциальный барьер на МФГ диэлектрик–вакуум.

Распределение плотности пространственного заряда ( $\rho$ ), образованного в результате ионизации локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрической пленки толщиной  $\tau$ , аппроксимировалось функцией нормального распределения

$$\rho = \rho_0 \exp[-x^2/(\lambda^2\tau^2)], \quad (1)$$

где  $x$  ( $x \leq \tau$ ) — координата, отсчитываемая от МФГ металл–диэлектрик в направлении к МФГ диэлектрик–вакуум;  $\lambda$  — безразмерный параметр;  $\rho_0 = qN_t/\varepsilon\varepsilon_0$ ,  $q$  — абсолютное значение заряда электрона;  $N_t$  — объемная плотность ионизованных локализованных состояний;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость пленки,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная.

Решение уравнения Пуассона для распределения потенциала поля  $\varphi(x)$  в пленке с граничными условиями  $\varphi|_{x=0} = 0$ ;  $-\frac{d\varphi}{dx}|_{x=\tau} = -\frac{F_e}{\varepsilon}$ , где  $F_e$  — абсолютное значение напряженности поля на МФГ диэлектрик–вакуум (при  $x = \tau + 0$ ), имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(x) = & \frac{F_e}{\varepsilon} x + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \lambda \tau \rho_0 \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\lambda}\right) x \\ & + \lambda^2 \tau^2 \frac{\rho_0}{2} \left[ 1 - \left( \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda \tau} x \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\lambda \tau}\right) + \exp\left(-\frac{x^2}{\lambda \tau}\right) \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Отметим, что уравнение (2) описывает распределение  $\varphi(x)$  в так называемом приближении „нулевого тока“ [2], т.е. в условиях, когда, согласно условию 3, ПЗ потока электронов не оказывает существенного влияния на распределение в пленке диэлектрика потенциала поля, созданного зарядом на внешних электродах, а также связанным зарядом в пленке. Данное приближение правомерно тогда, когда выполняется неравенство  $N_t \gg n_e$ , где  $n_e$  — концентрация электронов, инжектированных в пленку диэлектрика.

Плотность тока инжекции электронов из металла в пленку диэлектрика по механизму термополевой эмиссии ( $J_{\text{TFE}}$ ) и по механизму ТЕ ( $J_{\text{TE}}$ ) над барьером Шоттки может быть описана следующими выражениями [23]

$$\begin{aligned} J_{\text{TFE}} = & A^* T_s^2 \left( \frac{\pi E_{00}}{k^2 T_s^2} \right)^{1/2} \left[ q\varphi_s + \frac{\phi_b}{\operatorname{ch}^2\left(\frac{E_0}{kT_s}\right)} \right]^{1/2} \\ & \times \exp\left(-\frac{\phi_b}{E_0}\right) \exp\left(\frac{q\varphi_s}{E_1}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $A^*$  — постоянная (Ричардсона), которая зависит от величины эффективной массы  $m^*$ , а также включает в себя квантово-механический коэффициент отражения электронов от границы,  $T_s$  — температура вещества НГС,  $\varphi_s$  — потенциал поверхности пленки на МФГ диэлектрик–вакуум,

$$\phi_b = \phi_m - \chi - \left[ \frac{q^6 (\phi_m - \phi_d + q\varphi_s) N_t}{8\pi^2 \varepsilon^3 \varepsilon_0^3} \right]^{1/4},$$

здесь  $\phi_b$  — высота потенциального барьера на МФГ металл–вакуум,  $\phi_m$  — работа выхода электрона из металла,  $\chi$  — электронное сродство в пленке диэлектрика,  $\phi_d$  — работа выхода электрона с поверхности диэлектрика,

$$E_{00} \equiv \frac{qh}{4\pi} \left( \frac{N_t}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad E_0 \equiv E_{00} \operatorname{cth}\left(\frac{E_{00}}{kT_s}\right),$$

$$E_1 \equiv E_{00} \left[ \frac{E_{00}}{kT_s} - \operatorname{th}\left(\frac{E_{00}}{kT_s}\right) \right]^{-1},$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $m^*$  — эффективная масса электрона,

$$J_{\text{TE}} = A^* T_s^2 \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT_s}\right). \quad (4)$$

Значения  $N_t(T_s, F_e)$  определялись по известному из физики полупроводников соотношению для зависимости концентрации ионизованных локализованных состояний от температуры и напряженности поля.

Для проведения численных расчетов по уравнениям (3) и (4) в качестве исходных параметров, характеризующих физико-химические и структурные свойства моделируемой НГС, были использованы данные работ [24–33].

С учетом этих замечаний при проведении расчетов использовался следующий набор параметров:  $\phi_m \approx 4.0$  (для  $W(111)$ ) [24];  $\approx 4.5$  (для  $W(111)$ ) [24];  $\phi_d \approx 4.0$  eV (для  $ZrO_2$ ) [24];  $m^* \sim 0.5m_e$  [32],  $\chi \approx 3.0$  eV (для  $ZrO_2$ ) [27]; толщина пленки диэлектрика принималась равной  $\tau \approx 10$  nm; плотность неионизованных локализованных состояний ( $N_{i0}$ ) в пленке  $ZrO_2$  (по разным данным [28–30]) может составлять  $\approx$  от  $5.0 \cdot 10^{24}$  до  $5.0 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ; максимум плотности локализованных состояний расположен на глубине  $E_d \approx 0.8$  eV [26,31] под дном зоны проводимости  $ZrO_2$ ; согласно данным [27,33], средняя длина свободного пробега электронов по отношению к электрон-фононному рассеянию в различных тонких оксидных пленках составляет  $\sim$  от 3 до 10 (и более) nm. Вероятность туннелирования через МФГ диэлектрик–вакуум принималась равной прозрачности потенциального барьера, вычисленной в ВКБ (Венцеля–Крамерса–Бриллюэна)-приближении [1,2].

Результаты моделирования приведены на рис. 2, 3, по ним можно сделать следующие выводы.

1. Из полученных экспериментальных данных (рис. 1 и 2; кривые 1 и 2) следует, что эмиссионная способность  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС значительно (на  $\sim 3$ –4 порядка величины) выше, чем у  $ZrO/W\langle 100 \rangle$  Шоттки-катода [7].

2. В области сравнительно низких значений напряженности поля ( $F_e < 500 \text{ V}/\mu\text{m}$ ) поток эмиссии с поверхности  $ZrO_2/W\langle 100 \rangle$  НГС ( $\tau \approx 10$  nm) формируется в основном из электронов, инжектированных в пленку  $ZrO_2$  в результате процесса ТЕ над барьером Шоттки с поверхности плотноупакованных граней  $\{100\}$ ,

{110} и {111} МК  $W\langle 100 \rangle$ . В соответствии с экспериментом (см. рис. 1, 2) при  $F_e \geq 500 \text{ V}/\mu\text{m}$  (когда прозрачность барьера становится равной единице как для „ТЕ“, так и для „TFE“ электронов инжекции) ток эмиссии весьма слабо зависит от  $F_e$ . В этих условиях основной (до  $\sim 90\%$ ) вклад в эмиссионный поток вносят электроны, инжектированные в пленку  $\text{ZrO}_2$  с плоскостей  $W\{111\}$  по механизму TFE (рис. 2, кривая б). Остальные  $\sim 10\%$  потока эмиссии составляют ТЕ-электроны, инжектированные в пленку  $\text{ZrO}_2$  в основном с центральной грани  $W\langle 100 \rangle$ .

3. Поведение расчетных кривых для зависимости плотности тока инжекции ( $J_i$ ) от температуры (рис. 3, кривые 1–4) при фиксированном значении  $F_e$  определяется ростом напряженности поля на МФГ металл–диэлектрик в процессе нагрева НГС (за счет увеличения плотности связанного ПЗ в условиях термополевой ионизации локализованных состояний в запрещенной зоне  $\text{ZrO}_2$ ). Вид экспериментальной кривой 5 (рис. 3) на участке роста тока удовлетворительно согласуется с результатами моделирования. Наблюдающийся максимум, по-видимому, обусловлен частичной компенсацией ПЗ локализованных состояний зарядом инжектированного потока электронов высокой плотности.

Таким образом, предложенная феноменологическая модель АТФЕ достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Важно отметить, что в условиях АТФЕ поток эмитированных с поверхности НГС в вакуум электронов формируется из электронов, инжектированных в пленку диэлектрика как по механизму ТЕ (над барьером Шоттки), так и по термополевому (TFE) механизму. Другими словами, физический механизм АТФЕ является комплексным и не сводится к какому-либо одному из этих классических (ТЕ и TFE) эмиссионных явлений.

Уникальные эмиссионные свойства АТФЕ, а именно сравнительно невысокие „рабочие“ значения напряженности поля  $F_e$ , высокая эмиссионная способность и стабильность эмиссионного процесса могут быть использованы для различных приложений в микро- и наноэлектронике [8,34–36], а также в электронике больших мощностей [14].

Кроме того, важно отметить, что в условиях АТФЕ эмитированный в вакуум поток электронов обладает высокой плотностью мощности (до  $\sim 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$  и более), которая на 5–6 порядков величины превышает плотность мощности потоков электронов с поверхности классических термокатодов. Это свойство процесса АТФЕ может быть положено в основу создания новых эффективных систем преобразований тепловой энергии в электрическую энергию.

Исследованная в работе  $\text{ZrO}_2/W\langle 100 \rangle$  НГС, как представляется, не является уникальной по своим физико-химическим и структурным свойствам. Для формирования новых НГС — эффективных АТФЕ-эмиттеров электронов (как на основе 1D- и 2D-структур, так и упорядоченных массивов НГС), обладающих априорно

заданными эмиссионными свойствами (в частности, способным к АТФЕ тока высокой плотности при  $T \approx 300 \text{ K}$ ) необходимы дополнительные специальные исследования с привлечением современных методов моделирования процесса послыонного эпитаксиального роста тонких диэлектрических пленок на поверхности переходных металлов (а также сильно легированных полупроводников  $n$ -типа) и методов „зонной инженерии“ [34–36].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-08-33545-а).

## Список литературы

- [1] *Модинос А.* Авто-термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. 320 с.
- [2] *Ненакаливаемые катоды / Под ред. М.И. Елинсон.* М.: Сов. радио, 1974. 336 с.
- [3] *Птицын В.Э.* Дисс. . . . докт. физ.-мат. наук. СПб.: ИАиП РАН, 1996. 350 с.
- [4] *Птицын В.Э.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. Вып. 6. С. 325–328.
- [5] *Ptitsin V.E.* // *Advances in Imaging and Electron Physics / Ed. by P.W. Hawkes.* Academic Press, 2000. Vol. 112. P. 165–231.
- [6] *Dyke W.P., Dolan W.W.* // *Advances in Electronics and Electron Physics.* 1956. Vol. 8. P. 88–167.
- [7] *Swanson L.W., and Schwindt G.A.* // *Handbook of Charged Particle Optics / Ed. by J. Orloff.* Boca Raton, FL: CRC Press, 1999. P. 77–102.
- [8] *Гуляев Ю.В.* // Вест. РАН. 2003. Т. 73. № 5. С. 389–391.
- [9] *Brau C.F.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1998. Vol. 407. P. 1–7.
- [10] *Tsai C.C., Foster C.A., Milora S.L.* et al. // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1993. Vol. 11 (4). Jul/Aug. P. 1252–1257.
- [11] *Klimenkov M., Matz W., Nepijko S.A., Lehman M.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2001. Vol. 179. P. 209–214.
- [12] Patent WO 2005001492 (2005).
- [13] *Bernard J., Alonso J., Beier T.* et al. // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. Vol. 532. P. 224–228.
- [14] *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. Наука, 2000. 424 с.
- [15] *Spindt C.A., Brody J., Humphry L., Westerberg E.R.* // *J. Appl. Phys.* 1976. Vol. 47. N 12. P. 5248–5254.
- [16] *Баскин Л.М., Птицын В.Э., Егоров Н.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 22. С. 1345–1348.
- [17] *Lerner P., Cutler P.H., Miskovsky N.N.* // *J. Vac. Sci. Techn. B.* 1997. Vol. 15. P. 337–343.
- [18] *Forbes R.G.* // *Solid State Electronics.* 2001. Vol. 45. P. 779–808.
- [19] *Птицын В.Э., Максимов С.В.* // *Научное приборостроение.* 1999. Т. 9. № 4. С. 51–61.
- [20] *Птицын В.Э., Бардин Б.В., Волкова Н.А.* и др. // *Научное приборостроение.* 2004. Т. 14. № 4. С. 3–9.
- [21] *Мюллер Э., Цонг Т.* Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972. 360 с.
- [22] *Цырлин Г.Э., Тонких А.А., Птицын В.Э.* и др. // ФТТ. 2005. Т. 47. С. 58–62.
- [23] *Као К., Хуанг В.* Перенос электронов в твердых телах / Под ред. Г.Е. Пикуса. М.: Мир, 1984. Ч. 1. 350 с.
- [24] *Фоменко В.С.* Эмиссионные свойства материалов. Справочник. Киев: Наук. думка, 1981. 340 с.

- [25] *Sayan S., Ngyen N.V., Ehrstein J. et al. // Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86. P. 152902–152902-4.
- [26] *Houssa M., Stesmans A., and Heyns M.M. // Semicond. Sci. and Technol.* 2001. Vol. 16. N 6. P. 427–432.
- [27] *Sayan S., Bartynsky R.A., Zhao X., Gusev E.P. et al. // Phys. Stat. Sol. (b).* 2004. Vol. 241. N 10. P. 2246–2252.
- [28] *Chang J.P., Lin Y.-S., Berger S., Kepten A. et al. // J. Vac. Sci. Technol. B.* 2001. Vol. 19 (6). P. 2137–2143.
- [29] *Chatterjee S., Nandi S.K., Maikap E. et al. // Semicond. Sci. Technol.* 2003. Vol. 18. P. 92–96.
- [30] *Goossens A., Vazquez M., Macdonald D. // Electrochem. Acta.* 1996. Vol. 41. N 1. P. 35–42.
- [31] *Chakraborty S., Bera M.K., Dalapati G.K. et al. // Semicond. Sci. Technol.* 2006. Vol. 21. P. 467–472.
- [32] *Christenko V.A., Meerson E.E., Morokov Yu.N. // Phys. Rev. B.* 1997. Vol. 57. P. R2081.
- [33] *Ludeke R. // IBM. J. Res. Develop.* 2000. Vol. 44. P. 517–533.
- [34] *Алфёров Ж.И. // УФН.* 2002. Т. 172. № 9. С. 1068–1086.
- [35] *Алфёров Ж.И., Копьев П.С., Сурис Р.А. и др. // Нано- и микросистемная техника.* 2003. № 8. С. 3–13.
- [36] *Велихов Е.П. // Вестн. РАН.* 2003. Т. 73. № 5. С. 395–399.