

УДК 537.533.2

В.Б. Бондаренко, Н.М. Гнучев, С.Н. Давыдов

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ
ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ ТЕСТОВОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА**

V.B. Bondarenko, N.M. Gnuchev, S.N. Davydov

St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnikeskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.

**ENERGY DISTRIBUTION OF FIELD-EMITTED ELECTRONS
FROM TEST METAL SAMPLE**

Аналитически исследовано влияние температуры и электрического поля на характер энергетического распределения электронов при полевой эмиссии из металлического острия. Выявленные изменения распределения могут служить метрологическим стандартом при настройке спектрометров с дисперсионными энергоанализаторами высокого разрешения.

ПОЛЕВАЯ ЭМИССИЯ. АНАЛИЗАТОРЫ. ТЕСТОВЫЕ ОБРАЗЦЫ. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ.

An analytical investigation of the influence of temperature and electric field rise on the energy distribution of the field-emitted electrons from metal tip has been made. Changes detected in the distribution may serve as a metrological standard for the adjustment of spectrometers with high-resolution dispersive energy analyzers.

FIELD EMISSION. ANALYZERS. TEST SAMPLES. ELECTRON ENERGY DISTRIBUTION. TEMPERATURE EFFECTS.

В настоящее время хорошо известна способность наноструктурированных плоских образцов, в основном из нанопористого углерода, эмитировать в холодном состоянии электроны при напряженностях тянущего поля 500 – 1500 В/мм [1 – 4]. Поскольку эти напряженности на порядки величин меньше значений, характерных для обычной автоэлектронной эмиссии, низковольтная холодная эмиссия создает, с одной стороны, определенные перспективы в вакуумной электронике и микроэлектронике, а с другой стороны, сама по себе заслуживает обстоятельного исследования как интересное физическое явление.

Одним из наиболее непосредственных методов изучения физической природы низковольтной полевой эмиссии является анализ энергетических спектров эмитированных электронов.

С учетом того, что естественный тепловой разброс энергии электронов в твердом теле при комнатной температуре составляет порядка $kT \approx 25$ мэВ (k – постоянная Больцмана, T – температура), абсолютное разрешение спектрометра по энергии ΔE не должно превышать 50 – 100 мэВ. Поверхность образцов нанопористого углерода не всегда гладкая, поэтому зазор между ней и первым (приемным) электродом спектрометра

составляет около миллиметра. Если среднее значение напряженности поля равно 1 кВ/мм, то во входную диафрагму спектрометра электроны влетят с энергией $E = 1$ кэВ. В итоге его разрешающая способность должна составить $E/\Delta E = 1 - 2 \cdot 10^4$.

На основе электростатического энергоанализатора с плоскостью симметрии [5] был сконструирован и изготовлен спектрометр [6], в котором, благодаря сменным диафрагмам и большой дисперсии анализатора, указанная разрешающая способность достижима. В спектрах некоторых образцов нанопористого углерода наблюдалось два-три пика, причем они отстояли друг от друга на сотни миллиэлектронвольт. Чтобы проверить, не является ли наличие нескольких пиков следствием недостаточной наладки нового спектрометра для проведения тонких экспериментов, необходимо получить кривые энергетического распределения электронов для какого-либо тестового образца. В роли такого объекта может выступить острое из вольфрама, легко изготавливаемое в лабораторных условиях.

В тестовом эксперименте предусматривается выявление изменений формы пика энергетического распределения автоэлектронов при различных внешних воздействиях на образец (температура, тянущее электрическое поле) и сравнение этих изменений с заранее известными. Для получения эталонных данных было выполнено предварительное теоретическое исследование влияния указанных факторов на форму и положение пика энергетического распределения электронов.

В качестве исходной модели металла был выбран потенциальный «ящик» с резкими стенками конечной высоты, в котором имеется квазинепрерывный спектр электронных состояний, заполненный до уровня Ферми E_F . Глубина потенциального ящика $U_0 = E_F + A$, где A – работа выхода электрона.

Для того чтобы оценить естественную ширину и форму пика энергетического распределения электронов, эмитируемых из вольфрамового острия, выразим плотность тока через потенциальный барьер на

поверхности образца в квазиклассическом приближении:

$$j = \frac{e}{m} \int p_{\perp} \cdot D(p_{\perp}) dn(p, \theta), \quad (1)$$

где $p_{\perp} = p \cos \theta$ – составляющая импульса электрона, перпендикулярная поверхности; m – масса электрона; $D(p_{\perp})$ – прозрачность потенциального барьера.

При параболическом законе дисперсии $E(p) = p^2 / 2m$ дифференциал количества электронов в единице объема имеет вид:

$$dn(p, \theta) = f(p) \frac{p^2 dp \cdot \sin \theta d\theta}{2 \cdot \pi^2 \hbar^3}, \quad (2)$$

где

$$f(p) = \left(\exp \frac{p^2 / 2m - E_F}{kT} + 1 \right)^{-1} \quad (3)$$

– функция Ферми – Дирака.

Прозрачность барьера оценивается квазиклассически [7]:

$$D(p_{\perp}) \approx \exp \left(- \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_R^{r_0} \sqrt{U(r) - \frac{p_{\perp}^2}{2m}} dr \right), \quad (4)$$

где R – радиус полусферической вершины вольфрамового острия; r_0 – расстояние от центра указанной вершины до точки прохождения сквозь барьер.

Для линейной асимптотики распределения электростатического потенциала вблизи сферической поверхности при поданном внешнем напряжении V , т. е.

$$U(r) \approx U_0 + eV \left(1 - \frac{r}{R} \right), \quad (5)$$

интеграл в выражении (4) вычисляется аналитически [7]. Таким образом,

$$D(p_{\perp}) = \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m} \cdot R}{3\hbar eV} \left(E_F + A - \frac{p_{\perp}^2}{2m} \right)^{3/2} \right]. \quad (6)$$

После подстановки дифференциала (2) и формулы (6) в выражение (1) и интегрирования по возможным направлениям падения электрона на полусферическую границу раздела, которые определяются углом θ , для плотности эмиссионного тока формально имеем:

$$j = \int j_E dE, \quad (7)$$

где

$$j_E = \frac{em}{3\pi^2\hbar^3} \cdot \left(\frac{3\hbar eV}{4\sqrt{2m} \cdot R} \right)^{2/3} \times$$

$$\times \left[\Gamma\left(\frac{2}{3}, \alpha(1-\beta)^{3/2}\right) - \Gamma\left(\frac{2}{3}, \alpha\right) \right] \times$$

$$\times \left(\exp \frac{E - E_F}{kT} + 1 \right)^{-1},$$

$$\alpha = \frac{4\sqrt{2m}R}{3\hbar eV} (E_F + A)^{3/2}, \quad \beta = \frac{E}{E_F + A};$$

$$\Gamma\left(\frac{2}{3}, z\right) = \int_z^\infty t^{-1/3} \exp(-t) dt$$

– неполная гамма-функция аргумента $2/3$.

Вид и место расположения спектра $j_E = j_E(E)$ на оси энергий определенным образом зависит от таких параметров, как

температура T образца, радиус острия R и приложенное поле E .

На рис. 1 показано, как должен меняться спектр при повышении температуры от 300 до 1500 К. В расчетах было принято, что работа выхода исследуемого образца острия $A = 4,54$ эВ, что соответствует работе выхода вольфрама. В рамках используемой модели наблюдаются следующие изменения спектра эмитируемых электронов. При фиксированном значении приложенного поля в указанном температурном диапазоне абсолютное значение тока растет приблизительно на два порядка за счет перераспределения электронов в сторону больших энергий. Изменение функции Ферми – Дирака приводит к тому, что распределение эмитирующих электронов

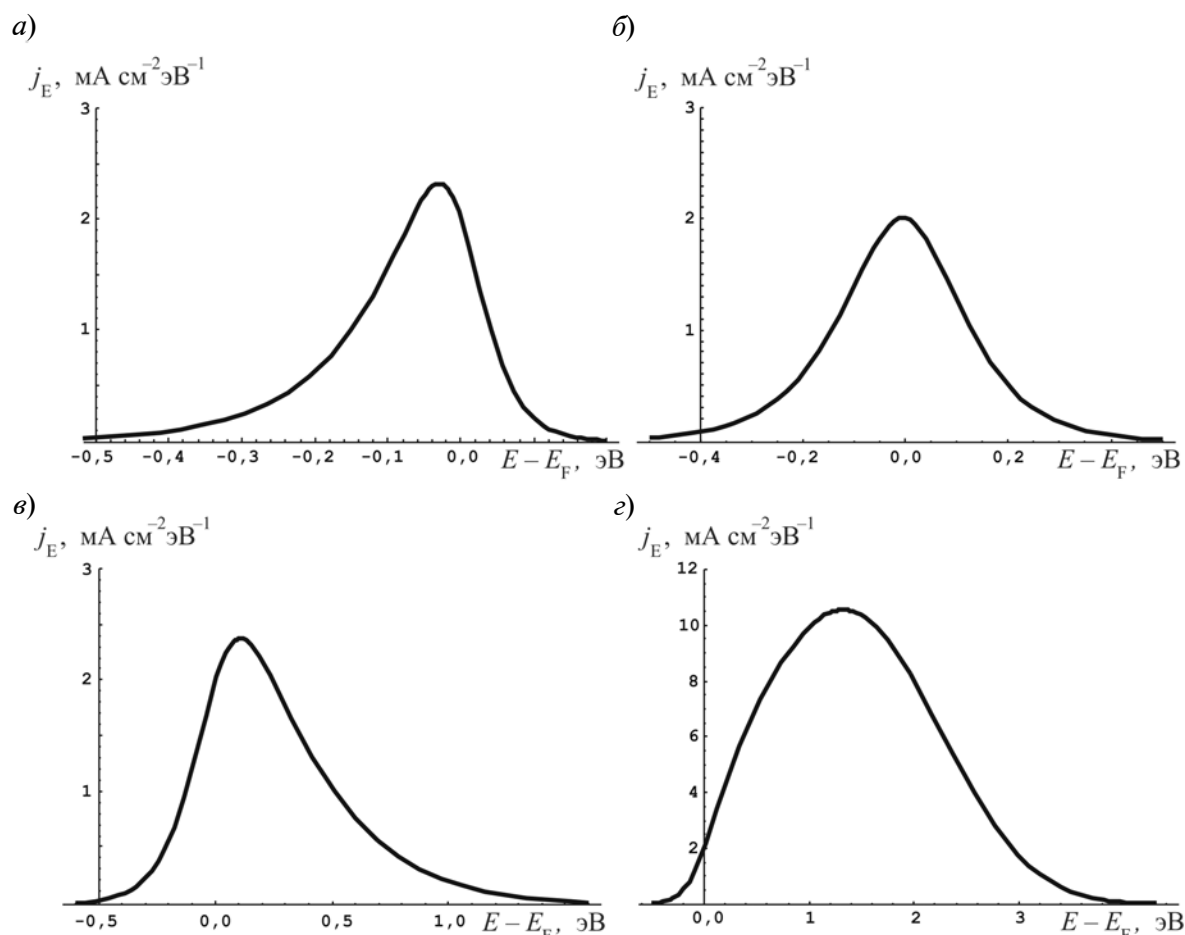


Рис. 1. Расчетные спектральные распределения плотности автоэмиссионного тока вольфрамового острия ($R = 0,25$ мкм) при различных температурах T , К: 300 (а), 600 (б), 1000 (в), 1500 (г); напряжение $V = 600$ В, энергия электронов отсчитывалась от дна потенциального ящика

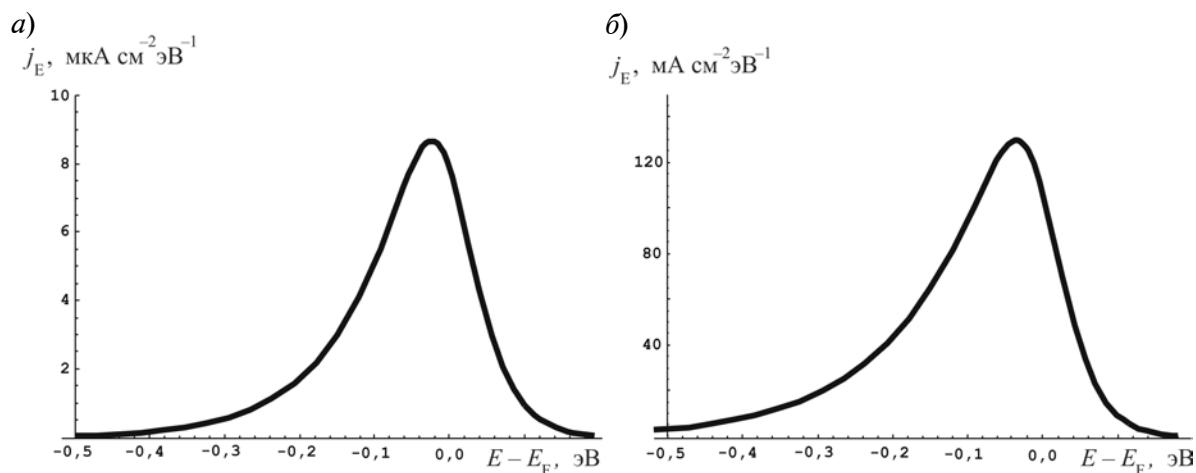


Рис. 2. Расчетные спектральные распределения плотности автоэмиссионного тока вольфрамового острия ($R = 0,25$ мкм) при различных значениях тянущего напряжения V , В: 500 (а) и 700 (б); температура $T = 300$ К

уширяется, а его максимум сдвигается от уровня Ферми в сторону больших энергий на 1,5 эВ. Интересно появление при 1500 К более протяженной выпуклости на восходящем участке спектральной функции тока, связанной с конкуренцией двух факторов: с ростом энергии E значение функции Ферми – Дирака $f(p)$ падает, но одновременно растет прозрачность барьера $D(p_{\perp})$.

При увеличении прикладываемого к острию напряжения от 500 до 700 В (рис. 2) за счет увеличения прозрачности барьера интенсивность тока возрастает на четыре порядка. В выбранной модели увеличение тянущего потенциала пропорционально радиусу острия не приводит к каким-либо изменениям вида спектра и интенсивности пика эмиссии.

Анализ полученных результатов приводит к заключению, что острийные металлические автоэммиттеры вполне применимы

в спектроскопии полевой эмиссии электронов из плоских нанокластерных структур в качестве тестовых объектов. Выявленные изменения формы энергетического распределения электронов полевой эмиссии из вольфрамового острия при увеличении температуры и тянущего электрического поля вполне могут служить метрологическим стандартом при настройке электронных спектрометров с высоким разрешением и дисперсией, а также средством изучения их аппаратной функции.

Области применения таких спектрометров не ограничиваются анализом энергетических распределений автоэлектронной эмиссии, поэтому настройка дисперсионных спектрометров с помощью тестовых измерений с использованием острийных металлических эмиттеров позволит получать данные, отражающие физическую природу объектов с наименьшими искажениями и погрешностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондаренко, В.Б. Эмиссионные характеристики порошков из нанопористого углерода [Текст] / В.Б. Бондаренко, П.Г. Габдуллин, Н.М. Гнучев, С.Н. Давыдов, А.Е. Кравчик // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – № 10. – С. 113–116.
2. Бондаренко, В.Б. Эмиссионная способность углеродных наноструктур, полученных из карбидов [Текст] / В.Б. Бондаренко, П.Г. Габдуллин, Н.М. Гнучев, С.Н. Давыдов //

- Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2008. – № 3 (59). – С. 164–169.
3. Фурсей, Г.Н. Низкопороговая автоэлектронная эмиссия из углеродных нанокластеров [Текст] / Г.Н. Фурсей, В.И. Петрик, Д.В. Новиков // ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – Вып. 7. – С. 122–126.
4. Архипов, А.В. Роль наночастиц в полевой эмиссии электронов из углеродных материалов



[Текст] / А.В. Архипов, Н.М. Гнучев, С.И. Крель
// Научно-технические ведомости СПбГПУ.
Физико-математические науки. – 2012. – № 4(158).
– С. 98–103.

5. **Davydov, S.N.** High-resolution electron energy analyser for angle-resolved spectroscopy [Text] / S.N. Davydov, Yu.A. Kudinov, Yu.K. Golikov // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. – 1995. – Vol. 72. – P. 317–321.

6. **Davydov, S.N.** Apparatus for investigating physical nature of nanoporous carbon structure field emission [Text] / S.N. Davydov, P.G. Gabdullin, M.A. Ryumin // Book of Abs. of 9-th Biennial International workshop «Fullerenes and Atomic Clusters». – Spb.: Ioffe Institute. – 2009. – P. 6–10.

7. **Ландау, Л.Д.** Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика [Текст] / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2006. – 736 с.

БОНДАРЕНКО Вячеслав Борисович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
phys-el@spbstu.ru

ГНУЧЕВ Николай Михайлович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
nmg@rphf.spbstu.ru

ДАВЫДОВ Сергей Николаевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
phys-el@spbstu.ru