

УДК 537.533.2

ТЕРМОЭМИССИОННЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ

Э. Э. Азизов, В. А. Маштакова

Показано, что тонкая структура аномалий экспериментальных вольт-амперных характеристик плоскосимметричного вакуумного диода с термокатодом при $T > \theta_{\text{тэ}}$ [1] может быть использована для получения информации о распределении плотности электронных состояний в катode.

Для чистых монокристаллов W, Mo, Nb при температурах $T > \theta_{\text{тэ}}$ ($\theta_{\text{тэ}}$ равна примерно половине температуры плавления в металле), были обнаружены аномалии на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) плоскосимметричного диода [1]. По сравнению с обычными ВАХ при данной T наблюдались: резкое возрастание тока насыщения j_s , более длинные хвосты в области задерживающих потенциалов (ОЗП), ступени и падающие участки в области начальных напряжений. В работе [2] в распределении термоэлектронов по энергиям на фоне максвелловского распределения была обнаружена группа быстрых электронов со средней энергией порядка 2,5 эВ. В работах [1, 3] предложена гипотеза возбуждения электронов при рекомбинации френкелевских пар: вакансия — междоузельный атом, эмиссия, связанная с рекомбинацией точечных дефектов (ТД), названа рекомбинационной эмиссией (РЭ). На основании этого предположения в работе [2] предложен метод получения зависимости j от U в области ограничения тока диода пространственным зарядом (ПЗ). Поток электронов, протекающих через минимум потенциала, заменяется на моноэнергетический поток электронов, обладающих некоторой начальной энергией $eU_{\text{ср}}$. Исходя из этого получено выражение для $j(V, U_{\text{ср}})$ в области ПЗ:

$$j = \frac{2}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{(V-U)^{3/2}}{(d-x_m)^2} \left[1 + 3 \left(\frac{U_m - U_{\text{ср}}}{V - U_{\text{ср}}} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где V — приложенное напряжение, d — расстояние катод—анод, x_m , U_m — расстояние от катода и глубина потенциальной ямы соответственно. В работе [4] РЭ была рассмотрена как частный случай эмиссии с предварительным возбуждением с энергией возбуждения Q , где Q — энергия, выделяющаяся при рекомбинации френкелевских пар. В рамках этого подхода было получено уравнение, описывающее ход ВАХ в области задерживающих потенциалов:

$$j(U) = \text{const } g_0 \exp(-Q/2kT) T^2 f(x); \quad (2)$$

$$f(x) = \int_{-\infty}^x \ln(1 + \exp(t)) dt, \quad x = e(U - U_1)/kT, \quad (3)$$

где g_0 — плотность электронных состояний вблизи уровня Ферми, U_1 — задерживающий потенциал для электронов, возбуждаемых с уровня Ферми,

$$-eU_1 = Q - e\varphi_a, \quad (4)$$

где φ_a — работа выхода анода.

С помощью уравнения (2) были проанализированы кривые задержки (КЗ) для граней (110) и (111) монокристалла вольфрама [4]. Была получена зависимость $U_1(T)$ и вместе с ней и энергия возбуждения $Q(T)$, с ростом температуры наблюдался рост $U_1(T)$ и $Q(T)$.

Настоящая работа посвящена анализу ВАХ в области начальных напряжений. Аномалии (ступеньки) на начальных участках ВАХ имеют характерный воспроизводимый вид для каждой грани монокристаллов.

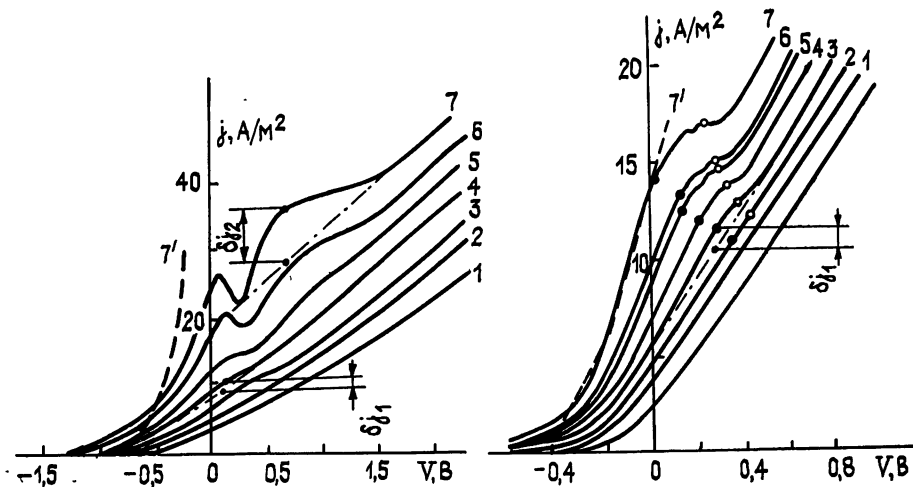


Рис. 1.

Рис. 2.

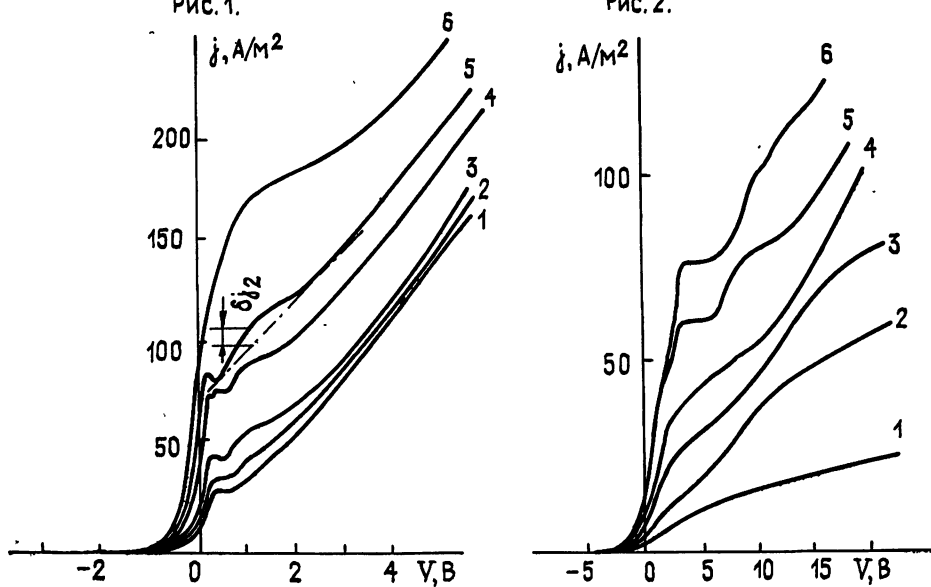


Рис. 3.

Рис. 4.

Рис. 1. Начальные участки ВАХ для грани (100) монокристалла вольфрама. T катода: 1—1800 К, 2—1825 К, 3—1900 К, 4—1925 К, 5—1970 К, 6—2040 К, 7—2090 К, 7'—максвелловская теоретическая кривая, $T=2090$ К.

Рис. 2. Начальные участки ВАХ для грани (111) монокристалла вольфрама. T катода: 1—1860 К, 2—1897 К, 3—1904 К, 4—1924 К, 5—1952 К, 6—1975 К, 7—2004 К, 7'—теоретическая кривая монотока электронов с током насыщения, соответствующим току ступени на экспериментальной ВАХ.

Рис. 3. Начальные участки ВАХ для грани (111) монокристалла вольфрама. T катода: 1—2022 К, 2—2046 К, 3—2086 К, 4—2154 К, 5—2160 К, 6—2164 К.

Рис. 4. Начальные участки ВАХ для грани (110) монокристалла вольфрама. T катода: 1—2142 К, 2—2237 К, 3—2245 К, 4—2350 К, 5—2360 К, 6—2440 К.

На рис. 1 приведены экспериментальные ВАХ, полученные для вольфрама, грань (100). Характеристическая термоэмиссионная темпе-

ратура $\theta_{тэ}$ для этой грани равна 1810 К. Из рисунка видно, что по мере увеличения температуры катода на ВАХ последовательно образуются две ступени. Рис. 2 и 3 демонстрируют появление первой и второй ступени на ВАХ для грани (111) монокристалла вольфрама. Для этой грани $\theta_{тэ} = 1860$ К. На рис. 4 показано появление первой и второй ступени для грани (110) монокристалла вольфрама ($\theta_{тэ} = 1830$ К).

Высоту первой и второй ступени можно формально определить как максимум разности между током ступени и сглаженным (штрихпунктир)

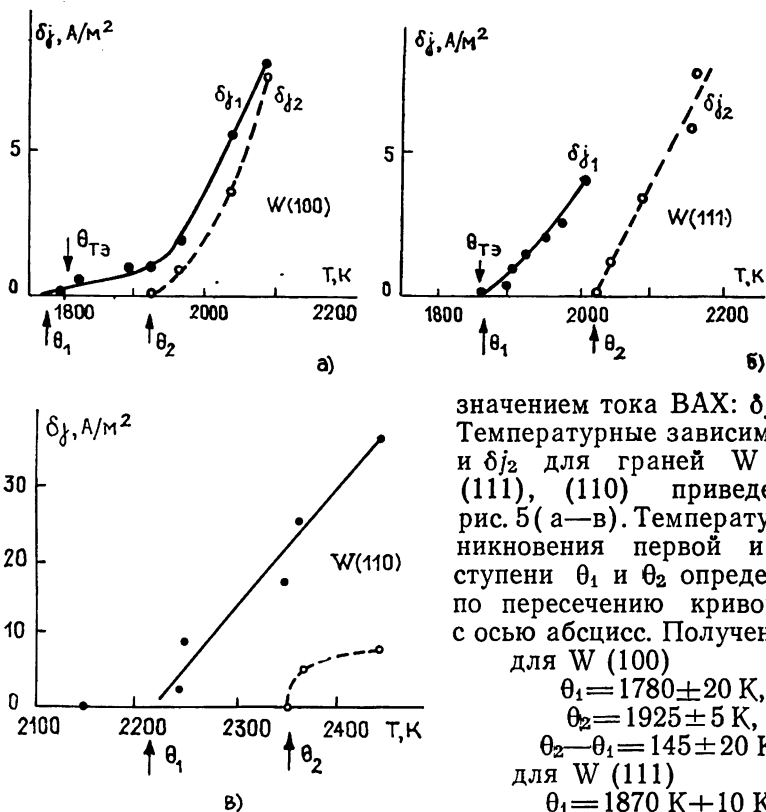


Рис. 5. Зависимость высоты первой и второй ступени на ВАХ от температуры а) для вольфрама, грань (100), б) для вольфрама, грань (111), в) для вольфрама, грань (110).

В [4] было найдено, что энергия возбуждения возрастает с ростом T . На рис. 6 представлена зависимость $U_1(T)$ для $W(111)$. По наклону прямой $U_1(T)$ с учетом (4) получим

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{d[eU_1]}{dT} = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{эВ/К}.$$

Найденный температурный коэффициент относится к области температур 2000—2100 К.

По значениям θ_1, θ_2 , полученным в соответствии с рис. 5, можно сделать оценку для dQ/dT в области 1800—2000 К. Различие в θ_1 для граней (100) и (111) вольфрама составляет $\Delta\theta_1 = 90 \pm 28$ К; $\Delta\theta_2 = 97 \pm 7$ К; среднее $\Delta\theta = 93$ К. С другой стороны, разность работ выхода для граней вольфрама (111) и (100) составляет 0,3 эВ [5]. Можно предположить, что ступень на ВАХ появляется при T , соответствующей выходу возбужденных электронов, образующих локальный максимум в плотности состояний, на уровень, превышающий уровень вакуума на

значением тока ВАХ: δj_1 и δj_2 . Температурные зависимости δj_1 и δj_2 для граней $W(100)$, (111), (110) приведены на рис. 5 (а—в). Температуры возникновения первой и второй ступени θ_1 и θ_2 определяются по пересечению кривой $\delta j(T)$ с осью абсцисс. Получено:

- для $W(100)$
 - $\theta_1 = 1780 \pm 20$ К,
 - $\theta_2 = 1925 \pm 5$ К,
 - $\theta_2 - \theta_1 = 145 \pm 20$ К;
- для $W(111)$
 - $\theta_1 = 1870 \text{ К} \pm 10$ К,
 - $\theta_2 = 2022 \pm 5$ К,
 - $\theta_2 - \theta_1 = 152 \pm 41$ К;
- для $W(110)$
 - $\theta_1 = 2216 \pm 20$ К,
 - $\theta_2 = 2350 \pm 5$ К,
 - $\theta_2 - \theta_1 = 134 \pm 20$ К.

$\kappa T = 0,16$ эВ при $T = 1800$ К (при меньших энергиях локальный максимум сливается с максвелловским пиком и ступени на ВАХ не наблюдается). Поэтому если предположить, что наблюдаемая зависимость θ_1, θ_2 от индекса грани имеет причиной разницу работ выхода грани, то

$$dQ/dT \approx 0,3/93 \approx 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ/К},$$

что совпадает с ранее сделанной оценкой для области температур 2000—2100 К. В том случае, если на ВАХ имеется только одна ступень, формируемая узким локальным энергетическим максимумом электронов, начальный участок ВАХ может быть удовлетворительно описан в рамках ленгмюровской модели моноэнергетического потока электронов.

В этом случае справедливо соотношение

В этом случае справедливо соотношение

$$d^2 = 2,25 \left[\frac{U_m^{3/2}}{2j_s} + \frac{(V + U_m)^{3/2}}{j} \right], \quad (5)$$

где d — расстояние между анодом и катодом (в мм); j — ток плато ступени (А/м^2); U_m — задерживающий потенциал для рассматриваемого потока электронов (В); j_s, V — координаты точек начального участка ВАХ ($\text{А/м}^2, \text{В}$).

По формуле (5) были найдены значения U_m для $W(111)$ по начальным участкам ВАХ рис. 2, 3. Расстояние $d = 0,48$ мм было уточнено по наклону ВАХ в области низких температур (при $T < \theta_{T\theta}$). Теоретическая ВАХ $7'$ на рис. 2 соответствует ВАХ 7 того же рисунка. Значение j_s отмечено на ВАХ рис. 2 кружками. Значения j и V брались по верхней части ступени (отмечены на ВАХ точками), чтобы избежать искажающего влияния «хвоста» высокоэнергетичных электронов. Аналогичные расчеты проведены для краев первой ступени рис. 3.

Полученная зависимость $U_m(T)$ изображена точками на рис. 6. Эта зависимость хорошо аппроксимируется прямой, имеющей наклон $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ ВК}^{-1}$ в области 1900—2100 К (показана пунктиром). Выброс крайних правых точек обусловлен появлением второго локального максимума (второй ступени), что приводит к неправомерности использования ленгмюровской модели.

В соответствии со сказанным выше $U_m(\theta_1) = 0,2$ В (~ 1 кТ). Прямая $U_m(T)$ в области 2000—2100 К параллельна прямой $U_1(T)$ и отстоит от нее на 1,4 В. Это означает, что локальный максимум первой ступени создается электронами, возбужденными с уровня, лежащего на 1,4 эВ ниже уровня Ферми. Второй локальный максимум появляется с задержкой по температуре (среднее для $W(100)$ и $W(111)$):

$$\theta_2 - \theta_1 = 148 \pm 16 \text{ К},$$

откуда, используя значение коэффициента $dQ/dT = 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ эВ/К}$, получаем $\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = 0,48 \text{ эВ} \sim 0,5 \text{ эВ}$. Таким образом, $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 - 1,4 \text{ эВ}$, $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_F - 1,9 \text{ эВ}$ (\mathcal{E}_F — энергия уровня Ферми).

Значение \mathcal{E}_1 точно соответствует верхнему максимуму распределения d -электронов в вольфраме [6]. Наличие двух уровней \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 соответствующих появлению ступеней на ВАХ, возможно, отражает тонкую структуру плотности электронных состояний. Появление дополни-

тельных максимумов в эмиссии с предварительным возбуждением может быть также обусловлено наличием прямых переходов при возбуждении [7]. Из рис. 2 и рис. 6 видно, что при $T = \theta_{тэ}$ $U_m \rightarrow 0$, в то время как j_s уменьшается не столь сильно. Таким образом, вскрывается пороговый характер наблюдаемого явления РЭ. $\theta_{тэ}$ имеет физический смысл температуры, начиная с которой в силу возрастания $Q(T)$ становится возможной эмиссия с предварительным возбуждением, идущая из верхнего максимума d -электронов.

Проведенный анализ, однако, не претендует на полноту раскрытия картины РЭ и причины возникновения аномалий на ВАХ. Возможно, что при более детальном анализе придется учитывать и прямые переходы и, как следствие, плотность электронных состояний, лежащих выше уровня Ферми. Но, как нам кажется, ВАХ (при $T > \theta_{тэ}$) несет информацию об энергетическом спектре электронных состояний в катод. Дальнейшее изучение данного явления, в частности зависимости $\theta_{тэ}$ от индекса грани, анизотропии $\theta_{тэ}$, позволит, возможно, выяснить механизм процесса эмиссии при высоких температурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 30. Вып. 2. С. 99.
2. Маштакова В. А., Пирогов Ю. А., Голоскокова Л. Ю. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 3. С. 372.
3. Маштакова В. А., Наумова Л. Ю., Шишкин Б. Б. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1984. № 2. С. 74.
4. Азизов Э. Э., Бабаев В. Г., Маштакова В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 1. С. 103.
5. Азизов Э. Э., Маштакова В. А., Шишкин Б. Б. // Вестник МГУ. Сер. Физ. 1987. Т. 28. № 6. С. 39.
6. Mattheis L. F. // Phys. Rev. 1965. V. A-1893. P. 139.
7. Berglung C. N., Spicer W. E. // Phys. Rev. 1964. V. 1936. P. 1044.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию
2 марта 1988 г.

THERMO-EMISSIONAL METHOD FOR THE METAL ELECTRON STRUCTURE STUDY

E. E. Azizov, V. A. Mashtakova

It is shown the thin structure of anomalous experimental I—V characteristics of the planar symmetrical vacuum diode with thermocathode for $T > \theta_{te}$ can be used for the determination of electron density in the cathode.
