

Ленинградский политехнический
институт им. М.И. Калинина

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7

12 апреля 1990 г.

01; 11

© 1990

РОЛЬ ЗАПАЗДЫВАНИЯ ЭКРАНИРОВКИ ЭЛЕКТРОНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРОВОДНИКА,
В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОТКЛОНЕНИЯХ ОТ ЛИНИИ ШОТТКИ

Е.Ж. З и м а н о в

Как известно, график зависимости $\ln J = f(\sqrt{E})$, где J - плотность термоэмиссионного тока и E - напряженность внешнего тянущего поля, представляет собой прямую линию, так называемую линию Шоттки. При этом в экспериментах с использованием полей $E \gg 10^6$ В/м наблюдаются отклонения от этой линии [1-4], приближенно описываемые соотношением [5]:

$$\lg \frac{J}{J_{RS}} = C |\mu_p| \frac{E^{\frac{7}{8}}}{kT} \sin \left(\frac{4}{3} E^{-\frac{1}{4}} + \arg \mu_p + \varphi \right), \quad (1)$$

где J_{RS} - плотность тока по Ричардсону-Шоттки, μ_p - комплексный коэффициент отражения на барьере в окрестности поверхности, а C и φ - величины, слабо изменяющиеся с изменением поля E . Это явление объясняется [6] резонансным отражением на двух участках барьера: поверхность проводника ($x=0$) и максимум барьера ($x=x_m$), формируемого полем сил изображения и внешним полем. С качественной точки зрения такое объяснение не вызывает сомнений, но положение экстремумов теоретической кривой, полученной на основе модельных расчетов [7-8], оказывается смещенным по сравнению с экспериментальными кривыми примерно на четверть периода в сторону меньших полей. Обычно предполагалась возможность корректировки с помощью модификации барьера в окрестности поверхности проводника. Но одна конкретная попытка такой модификации барьера [9] была отвергнута машинными расчетами [10]. В связи с этим в настоящей работе предлагается совершенно иной подход, связанный с изменением барьера за пределами проводника.

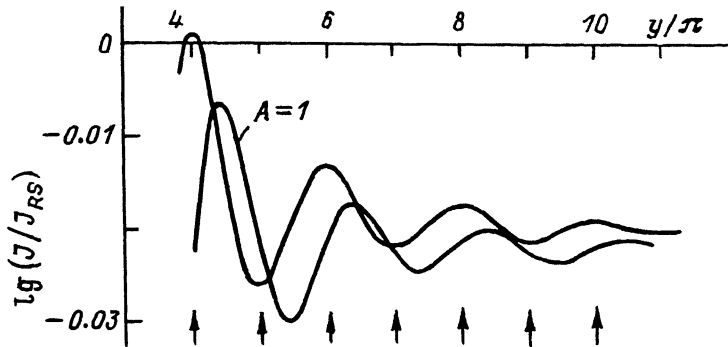


Рис. 1. Периодические отклонения от линии Шоттки. $\nu = \mathcal{P} \cdot 359.42 \times E^{-1/4}$.

При рассмотрении эмиссии электронов из проводника обычно предполагается полная реализация сил изображения. Для этого делается допущение о существовании нулевых поверхностных плазмонов, за счет малого периода колебаний которых ($\approx 10^{-15}$ с) и обеспечивается быстрая реакция поверхности на перемещение электрона [11]. Но при эмиссии в рассматриваемых полях этот период колебаний, определяющий период релаксации, сопоставим с временем пролета электрона от поверхности до максимума барьера. Поэтому естественно предположить, что имеет место запаздывание реакции поверхности проводника на изменение положения электрона и выражение для потенциала сил изображения (ПСИ) будет отличаться от классического. Чтобы учесть это, запишем потенциальную энергию электрона в поле E на расстоянии x от поверхности в виде

$$eV(x) = -\frac{e}{4x}A - eEx, \quad (2)$$

где A – безразмерная величина, сложным образом зависящая от времени и скорости удаления электрона от поверхности. В рассматриваемом случае в качестве регулирующего параметра удобно выбрать внешнее поле, с ростом которого уменьшается расстояние до максимума барьера и увеличивается средняя скорость надбарьерного электрона в окрестности точки x_m (чтобы убедиться в этом, можно аппроксимировать барьер в этой области квадратичной параболой). Поэтому для упрощения в расчетах (проведенных по методике [10]) была использована функция $A(E)$. В результате удалось добиться согласия в положении минимумов и максимумов расчетной и экспериментальных кривых.

На рис. 1 приведена расчетная кривая для кристаллического потенциала $W=12$ эВ, работы выхода $\varphi=5$ эВ и температуры

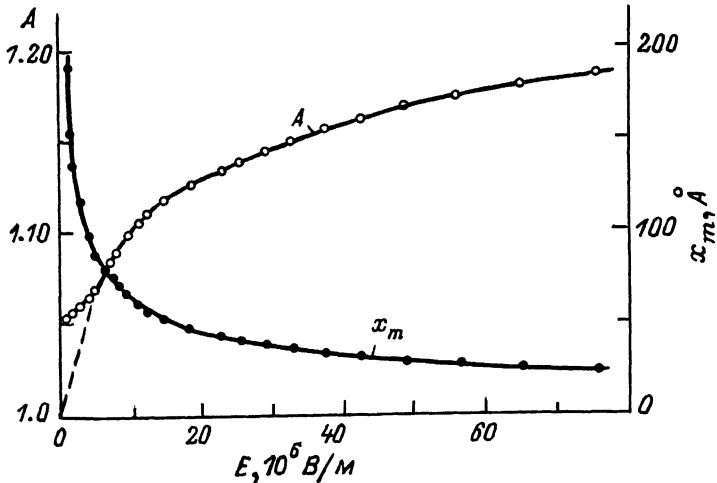


Рис. 2. Графики функций $A(E)$ и $x_m(E)$.

$T=1500$ К (фазовое положение пиков от температуры и работы выхода практически не зависит и, как показали расчеты, изменение W в диапазоне от 9 до 15 эВ также не сказывается существенным образом на положении пиков). На рис. 1 для сравнения представлена также кривая, рассчитанная для фиксированного значения $A=1$. Вертикальными стрелками отмечено положение минимумов и максимумов экспериментальных кривых. Необходимая для полученного соответствия зависимость $A(E)$ представлена на рис. 2. Здесь же приведен график зависимости $x_m(E)$.

На большей части интервала изменения E зависимость $A(E)$ можно аппроксимировать соотношением

$$A-1 \sim E^\alpha; \quad (3)$$

где $\alpha < 1$. Нарушение такого характера зависимости в области $E \lesssim 5 \cdot 10^6$ В/м связано, по-видимому, с большой неточностью экспериментального определения положения пиков, так как в этой области E относительная амплитуда осцилляций очень мала ($\approx 0.5\%$) и одновременно довольно велика неопределенность в угле наклона линии Шоттки [2]. Из общих физических соображений было бы естественно предположить, что при $E \rightarrow 0$ $A=1$ (в противном случае необратимые потери при термоэмиссии нельзя считать пренебрежимо малыми). Тогда, следуя графикам на рис. 1 и 2, можно ожидать, что при точном экспериментальном измерении период осцилляций с уменьшением напряженности будет расти.

Из графиков на рис. 2 легко видеть, что, во-первых, отличие ПСИ от классического существенно даже на удалении $x \gg 10 \text{ \AA}$ и, во-вторых, абсолютная величина ПСИ больше классического значения (поскольку $A > 1$). Оба эти факта не соответствуют обще-

принятой точке зрения [12-14]. Первое несоответствие можно объяснить тем, что отклонение ПСИ от классического обычно рассматривается лишь в очень небольшой окрестности поверхности: $x \gg 10 \text{ \AA}$ [13, 14]. Что же касается неравенства $A > 1$, то для его объяснения можно предположить, что непосредственно перед эмиссией электрон локализуется у поверхности и в процессе эмиссии оставляет на поверхности локализованную положительную дырку, перераспределение заряда которой не поспевает за удаляющимся электроном.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M u n i c k R.J., L a B e r g e W.B., C o o m e s E.A. // Phys. Rev. 1950. V. 80. N 5. P. 887-891.
- [2] B r o c k E.G., H o u d e A.L., C o o m e s E.A. // Phys. Rev. 1953. V. 89. N 4. P. 851-854.
- [3] H a a s G.A., C o o m e s E.A. // Phys. Rev. 1955. V. 100. N 2. P. 640-641.
- [4] D ' H a e n e n s I.J., C o o m e s E.A. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. N 10. P. 516-518.
- [5] G o o d R.H. // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. N 12. P. 1405-1408.
- [6] H e r r i n g C., N i c h o l s M.H. // Rev. Mod. Phys. 1949. V. 21. N 2. P. 185-270.
- [7] J u e n k e r D.W., C o l l a d a y G.S., C o o m e s E.A. // Phys. Rev. 1953. V. 90. N 5. P. 772-778.
- [8] M i l l e r S.C., G o o d R.H. // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 6. P. 1367-1372.
- [9] C u t t l e r P.H., G i b b o n s J.J. // Phys. Rev. 1958. V. 111. N 2. P. 394-402.
- [10] B e l f o r d G.G., K u p p e r m a n A., P h i p p s T.E. // Phys. Rev. 1962. V. 128. N 2. P. 524-531.
- [11] L u c a s A.A., S u n j i c M. // Phys. Lett. A. 1972. V. 38. N 6. P. 413-414.
- [12] S u n j i c M., T o u l o u s e G., L u c a s A.A. // Sol. Stat. Com. 1972. V. 11. N 12. P. 1629-1631.
- [13] S o l s F., R i t c h i e R.H. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 17. P. 9314-9317.
- [14] T r a n T h o a i D.B., Z e i t l e r E. // Phys. Stat. Sol. (B). 1988. V. 146. N 1. P. 137-140.

Институт ядерной физики
АН КазССР,
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
24 января 1990 г.