

## АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ШОТТКИ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК–ДИЭЛЕКТРИК

© С.Г.Дмитриев, Ю.В.Маркин:

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия  
(Получена 6 сентября 1995 г. Принята к печати 14 сентября 1995 г.)

Рассмотрена структура потенциала, индуцированного дипольными (или заряженными) «пятнами» на неоднородной границе раздела полупроводник–диэлектрик. Показано, что возникающие при этом потенциальные ямы глубиной  $0.1 \div 1$  эВ могут служить эффективными ловушками для электронов и ионов, а эмиссия частиц из таких ям характеризуется сильной полевой зависимостью — аномальным эффектом Шоттки. Форма этой зависимости определяется видом потенциала над эмиссионно-активными пятнами.

Аномальная полевая зависимость тока  $I$  при эмиссии электронов с неоднородных поверхностей эмиттеров — так называемый аномальный эффект Шоттки (АЭШ) — связана с раскрытием полей контактной разности потенциалов (полей эмиссионно-активных «пятен») внешним полем [1]. Форма полевой зависимости при этом определяется структурой потенциала над пятнами [2,3], и обычно зависимость  $I(\mathcal{E})$

$$I \sim \exp(\alpha \mathcal{E}^{1/2}),$$

близка по виду к типичной для случая нормального эффекта Шоттки [1], когда происходит снижение высоты барьера из-за сил изображения, с коэффициентом

$$\alpha_0 = q^{3/2} [(\kappa_2 - \kappa_1) / \kappa_1(\kappa_1 + \kappa_2)]^{1/2} / kT,$$

где  $q$  — элементарный заряд,  $\kappa_1, \kappa_2$  — диэлектрические проницаемости двух контактирующих сред 1 и 2,  $T$  — температура. Однако коэффициент  $\alpha$  в случае АЭШ превосходит по величине  $\alpha_0$  в несколько раз. Аналогичные построения [2,3] были использованы недавно для описания вольт-амперных характеристик контактов металл–полупроводник [4,5]. С другой стороны, аномальные полевые зависимости ионных токов наблюдались экспериментально в системе Si–SiO<sub>2</sub> [6,7].

В настоящей работе предложена интерпретация аномальных полевых зависимостей ионных токов при «эмиссии» ионов из потенциальных ям, создаваемых в диэлектрике полями дипольных пятен на границе раздела (ГР). С этой целью рассмотрены особенности структуры потенциала дипольных (и заряженных) пятен вблизи границы, которые могут играть роль эффективных ловушек для ионов. При больших температурах ( $T \gtrsim 200^\circ\text{C}$ ) подвижность ионов достаточно высока, и транспорт изначально захваченных в такие ловушки ионов через тонкий слой диэлектрика под действием поля ограничивается эмиссией частиц из них. Именно такая ситуация реализуется в [6,7].

Неоднородности потенциала на поверхностях и ГР твердых тел обусловлены в основном чужеродными атомами, наличие которых приводит к изменению квантово-химической связи и, следовательно, к перераспределению заряда на межатомных расстояниях порядка  $a_0$ . На длинах  $r \gg a_0$  потенциал этих зарядов описывается в терминах мультипольного разложения [8], а индуцируемые неоднородностями макроскопические поля обусловлены кулоновским и дипольным слагаемыми этого разложения.

Квантово-химические связи характеризуются значениями дипольных моментов  $d \simeq (0.1 \div 1)D$ , в рекордных случаях  $d \simeq 10D$  [9] ( $1D = = 10^{-18}$  ед. СГСЭ), а поверхностная концентрация диполей может достигать атомных значений  $N_s \simeq 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Связанный с дипольным слоем скачок потенциала (дипольный скачок) составляет

$$\Delta\chi [\text{эВ}] \simeq \frac{4\pi q N_s d}{\kappa} = 3.8 \cdot 10^{-2} \left( \frac{N_s}{10^{14} \text{ см}^{-2}} \right) \left( \frac{d}{1D} \right) \left( \frac{10}{\kappa} \right),$$

и может достигать значений порядка  $0.1 \div 1 \text{ эВ}$ . Наличие столь значительных изменений  $\Delta\chi$  подтверждается фотоэмиссионными экспериментами [10]. Размеры неоднородностей определяются обычно технологическими факторами и могут изменяться в широких пределах [3,6,11].

При раскрытии полей контактной разности потенциалов внешним полем над эмиссионно-активными пятнами возникают седловые точки потенциала, снижение потенциального барьера в которых может заметно увеличить эмиссию и привести к аномальной полевой зависимости тока, если концентрация таких пятен достаточно велика. В области слабых полей (где полевая зависимость наиболее сильна [2,3]) седловая точка удалена от ГР, потенциал пятна близок к дипольному и снижение барьера  $\Delta U \sim \mathcal{E}^{2/3}$  (для заряженного пятна  $\Delta U \sim \mathcal{E}^{1/2}$ ). Таким образом, полевая зависимость  $\Delta U$  близка к корневой и автомодельна по отношению к форме пятен и распределению частиц в них.

Потенциал  $\varphi$ , создаваемый образующими отдельный диполь зарядами  $-Q$  и  $+Q$ , расположенными у ГР (плоскость  $z = 0$ ) двух сред с диэлектрическими проницаемостями  $\kappa_1$  ( $z > 0$ ) и  $\kappa_2$  ( $z < 0$ ), имеет вид, не зависящий от расположения зарядов относительно границы:

$$\varphi = \begin{cases} \kappa_1^{-1} \frac{(\mathbf{d}, \mathbf{R})}{|\mathbf{R}|^3}, & z > 0, \\ \kappa_2^{-1} \frac{(\mathbf{d}, \mathbf{R})}{|\mathbf{R}|^3}, & z < 0, \end{cases} \quad (1)$$

$$\mathbf{d} = Q \frac{(\kappa_1 \xi_2 - \kappa_2 \xi_1)}{\bar{\kappa}}, \quad \bar{\kappa} = \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2}.$$

Здесь  $\mathbf{d}$  — перпендикулярный поверхности раздела дипольный момент,  $\xi_{1,2}$  — радиусы векторы составляющих диполь зарядов  $-Q(+Q)$ , удаленных на расстояния  $|\xi_{1,2}|$  от ГР, а  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор.

Формула (1) получена путем выделения дипольных асимптотик потенциалов точечных зарядов (с учетом потенциала сил изображений) на расстояниях  $r \gg a_0$ . Она, очевидно, справедлива и для более сложного распределения зарядов, при этом  $\mathbf{d}$  имеет смысл дипольного момента этого распределения. Для круглого пятна радиуса  $R_0$  с постоянной плотностью диполей  $\mathcal{D}$  усредненный по расстояниям между частицами потенциал  $\varphi$  (относительно микроструктуры потенциала см. [12]) в цилиндрических координатах  $(\rho, z)$  имеет вид

$$\varphi(z, \rho) = -\frac{\mathcal{D}z}{\kappa_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \frac{\rho' d\rho' d\theta}{(\rho'^2 + \rho^2 - 2\rho'\rho \cos\theta + z^2)^{3/2}}, \quad (2)$$

где  $i = 1, 2$  для  $z > 0$  ( $z < 0$ ).

Для положительно однократно заряженных ионов в среде 1 АЭШ будет наблюдаться, если диполь направлен из среды 1 в среду 2, а внешнее электрическое поле — в противоположную сторону. При этом седловая точка (при  $\rho = 0$ ) удалена на расстояние

$$z_m = R_0 \sqrt{(\varepsilon_0/\varepsilon^*)^{2/3} - 1}, \quad \varepsilon_0 = \Delta\chi/qR_0 \quad (3)$$

от ГР, а снижение барьера равно

$$\Delta U_i = \frac{\kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2} \Delta\chi \left\{ 1 - \left[ 1 - (\varepsilon^*/\varepsilon_0)^{2/3} \right]^{3/2} \right\},$$

$$\Delta U_i \simeq \frac{3}{2} \frac{\kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2} \Delta\chi (\varepsilon^*/\varepsilon_0)^{2/3} \quad (\varepsilon^* \ll \varepsilon_0). \quad (4)$$

Здесь  $\Delta\chi = 4\pi q\mathcal{D}\bar{\kappa}/\kappa_1\kappa_2$  — дипольный скачок потенциальной энергии иона;  $\varepsilon_1 = \kappa_2\varepsilon^*/(\kappa_1 + \kappa_2)$  и  $\varepsilon_2 = \kappa_1\varepsilon^*/(\kappa_1 + \kappa_2)$  — абсолютные значения электрических полей в средах 1 и 2 соответственно. Таким образом, в области слабых полей ( $\varepsilon^* \ll \varepsilon_0$ ) полевая зависимость  $\Delta U_i \sim \varepsilon^{*2/3}$  близка к корневой. При тех же условиях и для электронов в среде 2 может наблюдаться АЭШ со снижением барьера, равным

$$\Delta U_e = \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \Delta U_i. \quad (5)$$

В случае заряженного пятна на ГР с плотностью заряда  $\sigma$  вполне аналогичный анализ с учетом потенциала сил изображения приводит к выражению для  $\varphi(z)$ :

$$\varphi(z) = \frac{4\pi\sigma}{\kappa_1 + \kappa_2} \left( \sqrt{R_0^2 + z^2} - |z| \right). \quad (6)$$

Симметричный вид (6) связан с симметризирующим влиянием этих сил вблизи ГР, с одной стороны, и пренебрежением влияния удаленных границ, с другой. Поэтому (6) справедливо, когда размеры пятен много меньше расстояний до этих границ (например, много меньше толщины диэлектрика). В противном случае (большие пятна) влияние удаленных границ существенно, и потенциал становится асимметричным.

Для ионов в среде 1 АЭШ будет наблюдаться, если  $\sigma < 0$ , а поле направлено из среды 2 в среду 1, при этом:

$$z_m = \frac{R_0(1 - \gamma \mathcal{E}^*/\mathcal{E}_0)}{\sqrt{\gamma(\mathcal{E}^*/\mathcal{E}_0)(2 - \gamma \mathcal{E}^*/\mathcal{E}_0)}}, \quad \gamma = \frac{\kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}, \quad \mathcal{E}_0 = -\frac{4\pi\sigma}{\kappa_1 + \kappa_2},$$

а снижение барьера равно

$$\Delta U_i = qR_0\mathcal{E}_0\sqrt{\gamma(\mathcal{E}^*/\mathcal{E}_0)(2 - \gamma \mathcal{E}^*/\mathcal{E}_0)}.$$

В области слабых полей ( $\mathcal{E}^* \ll \mathcal{E}_0$ )  $\Delta U_i \sim (\mathcal{E}^*)^{1/2}$ . Для электронов в среде 2 АЭШ может наблюдаться только при  $\sigma > 0$ , когда этот эффект для ионов, очевидно, отсутствует. Это обстоятельство может быть использовано в принципе для идентификации заряженных (в отличие от дипольных) пятен.

Отметим, что если характерные глубины «дипольных» ям для электронов порядка  $0.1 \div 0.2 \text{ эВ}$ , то в диэлектрике им соответствуют [см. (5)] более глубокие (в  $\kappa_2/\kappa_1$  раз, т.е. примерно в 3 раза для Si-SiO<sub>2</sub>) потенциальные ямы для ионов, которые будут служить эффективными ловушками для них. При этом предельные концентрации захваченных в них ионов будут определяться глубиной и размерами этих пятен.

Для полного описания токов необходима информация о концентрации пятен, а также об их распределении по размерам и глубинам. Обычно такие сведения доступны лишь для вакуумных поверхностей. Однако размеры неоднородностей можно изучать электронно-зондовыми методами [3,6,11]. В реальных условиях внешнее поле вблизи ГР бывает неоднородным вследствие эффектов экранировки, а зависимость токов эмиссии от приложенного к системе потенциала имеет более сложный вид.

Отметим также, что для дипольных пятен на ГР металл-полупроводник (барьеры Шоттки) [4,5] при  $z_m \ll W$ , «внешнее» поле примерно равно полю  $\mathcal{E}_s$  на самой границе:

$$\mathcal{E}_s = [2\pi q N_d (V_g - \varphi_{ms}) / \kappa_s]^{1/2}.$$

Здесь  $W = [\kappa_s (V_g - \varphi_{ms}) / 8\pi q N_d]^{1/2}$  — толщина слоя обеднения,  $\kappa_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $V_g$  — напряжение смещения,  $q\varphi_{ms}$  — высота барьера Шоттки,  $N_d$  — концентрация легирующей примеси. Если  $\mathcal{E}_s \ll \mathcal{E}_0$  и  $R_0 \ll W$ , то

$$\Delta U_e = \frac{3}{2} \Delta \chi \left[ \frac{2\pi q N_d}{\kappa_s \mathcal{E}_0^2} (V_g - \varphi_{ms}) \right]^{1/3}.$$

Эта формула может быть получена из (4), (5) формальной подстановкой  $\kappa_1 = \infty$ . При этом локализация токов на «микротянах» (в области

обратной ветви вольт-амперной характеристики) и связанное с этим локальное тепловыделение могут приводить к появлению значительных градиентов температур и напряжений, приводящих к появлению дефектов и разрушению системы при температурах (и плотности токов), заметно меньших порога плавления (аналогично тому, как это происходит при локальном лазерном разогреве поверхностей твердых тел [13,14]).

В заключение отметим, что дипольные пятна на ГР полупроводник-диэлектрик (например, на границе Si-SiO<sub>2</sub>) могут создавать потенциальные ямы для электронов и ионов с характерными глубинами порядка 0.1 эВ в полупроводнике и порядка 0.1÷1 эВ в диэлектрике. Эти ямы будут служить эффективными ловушками для заряженных частиц, в особенности для положительных ионов в диэлектрике. В рамках рассмотренной модели величины дипольных потенциалов в полупроводнике и диэлектрике обратно пропорциональны диэлектрическим проницаемостям независимо от деталей расположения образующих диполи зарядов (см. (1)) вблизи ГР. Эмиссия электронов и ионов из этих ям должна сопровождаться сильной полевой зависимостью — аномальным эффектом Шоттки (см. (4), (5) и сопутствующий текст). Микропятна на барьерах Шоттки должны приводить к низкороговому дефектообразованию при локальном разогреве.

#### Список литературы

- [1] Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. *Эмиссионная электроника* (М, 1966).
- [2] С.Г. Дмитриев. *ЖТФ*, № 6, 1232 (1982).
- [3] С.Г. Дмитриев. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **46**, 1320 (1982).
- [4] J.P. Sullivan, R.T. Tung, M.R. Pinto, W.R. Gradam. *J. Appl. Phys.*, **70**, 7403 (1991).
- [5] R.T. Tung. *Phys. Rev. B*, **45**, 13509 (1992).
- [6] J.P. Stagg, M.R. Boudry. *J. Appl. Phys.*, **52**, 885 (1981).
- [7] G. Greeuw, J.F. Verwey. *Sol. St. Electron.*, **28**, 509 (1985).
- [8] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (М., Наука, 1973).
- [9] *Таблицы физических величин*. Справочник под ред. И.К. Кикоина, (М., Наука, 1976).
- [10] P. Perfetti, C. Quaresima, C. Coluzza, C. Fortunato, G. Margaritondo. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2065 (1986).
- [11] *VLSI Electronics Microstructure Science*, ed. by N.G. Einspruch (Academic Press, 1985) vol. 10.
- [12] С.Г. Дмитриев, Ш.М. Коган. *ФТТ*, **21**, 29 (1979).
- [13] В.В. Аполлонов, А.И. Барчуков, Н.В. Карлов, А.М. Прохоров, Э.М. Шефтер. *Квант. электрон.*, **2**, 380 (1975).
- [14] С.В. Винценц, С.Г. Дмитриев. *Письма ЖТФ*, **21**, 1 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

## An anomalous Schottky effect at metal-isolator interface

*S.G.Dmitriev, Yu. V.Markin*

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia