

Роль неравновесного заряда в формировании термоэдс в примесном полупроводнике

© А. Конин[¶]

Институт физики полупроводников Центра физических исследований и технологии,
LT-01108 Вильнюс, Литва

(Получена 4 октября 2010 г. Принята к печати 27 октября 2010 г.)

Развита теория термоэдс, учитывающая неравновесный заряд, который возникает в дырочном полупроводнике и в металлических контактах. Показано, что формирование термоэдс обусловлено перераспределением неравновесного заряда между металлическими контактами и полупроводником, которое вызвано переносом неравновесных электронов из металла в полупроводник через одну из поверхностей и из полупроводника в металл через другую. В образце, толщина которого менее диффузионной длины, при определенных значениях поверхностных параметров термоэдс в дырочном полупроводнике нелинейно зависит от разности температур.

1. Введение

В физике полупроводников известно немало эффектов, связанных с возникновением электродвижущих сил (эдс). Вычисление различных эдс обычно строится на основе моделей, в которых предполагаются конкретные механизмы появления электрического тока [1–4]. Однако до сих пор отсутствует теория, последовательная с точки зрения электродинамики, которая описывала бы причину формирования эдс в структуре металл–полупроводник–металл. Обычно вычисления эдс проводятся в приближении квазинейтральности (КН). В этом приближении предполагается, что концентрации неравновесных электронов и дырок в объеме полупроводника совпадают везде, кроме тонких приповерхностных областей объемного заряда (ООЗ) [5], которые считаются собственно поверхностью. Поэтому в приближении КН граничные условия формулируются на виртуальных поверхностях, расположенных на расстоянии 8–12 дебаевских длин от переходов металл–полупроводник [5]. Из этого следует, что диффузионная длина должна по крайней мере на 2 порядка превышать длину Дебая r_D , для того чтобы можно было использовать приближение КН. Обычно используемого условия $a \gg r_D$ [4] (a — толщина образца) недостаточно. Кроме того, в приближении КН не представляется возможным найти распределение неравновесного заряда около реальных поверхностей образца, а значит, и понять его роль в формировании эдс в полупроводнике. Все сказанное выше в полной мере относится и к механизму образования термоэдс. Как правило, формирование классической термоэдс (в массивном образце) объясняется следующим образом [1,5]. Поток тепла сносит неравновесные носители от „горячей“ поверхности образца к „холодной“. В результате на поверхностях полупроводника возникают неравновесные заряды, а в объеме — термоэлектрическое поле. Термоэлектрическое поле в примесном полупроводнике однородно

и пропорционально градиенту температуры. Это поле создает омический ток, который компенсирует термодиффузионный ток, поскольку полный ток в разомкнутой цепи равен нулю. Поэтому в электронном полупроводнике неравновесный заряд „холодной“ поверхности — отрицательный, а „горячей“ — положительный. Направление термоэлектрического поля совпадает с направлением градиента температуры. В дырочном полупроводнике направление термоэлектрического поля противоположно градиенту температуры. Малозаметное внутреннее противоречие имеет место в [1,5]. С одной стороны, плотность неравновесного „поверхностного“ заряда зависит только от величины термоэлектрического поля. С другой стороны, плотность этого заряда должна зависеть от рекомбинации на реальных поверхностях полупроводника. Предложенный в [4] способ вычисления термоэдс основан на приближении КН и поэтому не может разрешить это противоречие. Заметим, что формирование термоэдс в дырочном полупроводнике может иметь ряд особенностей по сравнению с электронным полупроводником. Поскольку равновесная концентрация электронов значительно меньше концентрации дырок, то при отсутствии поверхностной рекомбинации термодиффузионная компонента электронного тока может привести к значительному отклонению концентрации электронов вблизи поверхностей полупроводника от равновесной в том случае, когда толщина образца соизмерима с диффузионной длиной или меньше ее. Поэтому неравновесный химический потенциал электронов может существенно изменить величину термоэдс и даже привести к ее нелинейной зависимости от разности температур поверхностей. Влияние изгиба зон энергии на термоэдс в биполярном полупроводнике рассмотрено в [6] в линейном приближении по разности температур поверхностей полупроводника. Однако механизм формирования термоэдс не анализировался.

Выявление роли неравновесного заряда в формировании термоэдс в структуре металл–полупроводник–металл составляет цель настоящей работы.

[¶] E-mail: konin@pfi.lt

2. Формирование термоэдс в массивном образце

Рассмотрим пластину $-a \leq x \leq a$ из дырочного полупроводника. Поверхности образца имеют хороший тепловой контакт с металлическими термостатами, но электрически изолированы от них. Толщина образца $2a$ значительно больше диффузионной длины [5]. Для простоты предположим, что зоны энергии плоские, а поверхностная рекомбинация большая. Температура левой поверхности ($x = -a$) образца равна T_1 , а правой ($x = a$) — T_2 . Температуры электронов, дырок и фононов совпадают, поскольку толщина образца существенно превосходит „длину остывания“ носителей заряда. Распределение температуры имеет вид

$$T(x) = T_0 + \frac{\Delta T}{2a}x, \quad (1)$$

где $T_0 = (T_2 + T_1)/2$, $\Delta T = T_2 - T_1$. В дальнейшем считаем, что разность температур поверхностей значительно меньше средней температуры образца ($|\Delta T| \ll T_0$).

Для нахождения неравновесных концентраций электронов, дырок, δp , а также неравновесного электрического потенциала, $\delta \varphi$, необходимо решить уравнения непрерывности [7] и уравнение Пуассона:

$$\frac{1}{e} \frac{dj_n}{dx} - \frac{\delta n}{\tau_n} - \frac{\delta p}{\tau_p} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{e} \frac{dj_p}{dx} + \frac{\delta n}{\tau_n} + \frac{\delta p}{\tau_p} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \delta \varphi}{dx^2} = -\frac{\delta p}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (4)$$

где $-e$ — заряд электрона; j_n, j_p — плотности тока электронов и дырок; $\tau_n(\tau_p)$ — параметр, характеризующий объемную рекомбинацию электронов (дырок); $\delta p = e(\delta p - \delta n)$ — плотность неравновесного заряда; ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная. Выражения для темпов рекомбинации получены в [8] на основе термодинамики необратимых процессов, а в [7] на основании модели Шокли–Рида и закона сохранения заряда.

Выражения для электронного и дырочного токов имеют вид [5]

$$\begin{aligned} \frac{1}{e} j_n &= \mu_n \left(-n \frac{d\varphi}{dx} + \frac{kT_0}{e} \frac{dn}{dx} - n \alpha_n \frac{\Delta T}{a} \right), \\ \frac{1}{e} j_p &= -\mu_p \left(p \frac{d\varphi}{dx} + \frac{kT_0}{e} \frac{dp}{dx} + p \alpha_p \frac{\Delta T}{a} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок; $n(x), p(x)$ — концентрации электронов и дырок; φ — электрический потенциал; k — постоянная Больцмана; α_n, α_p — коэффициенты термоэдс электронов и дырок.

Граничные условия (ГУ) для этой модели получены в [4,9]:

$$e^{-1} j_n(\pm a) = \mp v_n \delta n(\pm a) \mp v_p \delta p(\pm a), \quad (6)$$

$$\frac{d\delta \varphi}{dx}(\pm a) = 0, \quad (7)$$

где $v_n(v_p)$ — параметр, характеризующий поверхностную рекомбинацию электронов (дырок) в полупроводнике. Граничные условия (7) есть следствие электронейтральности образца в целом. По аналогии с соотношением между параметрами объемной рекомбинации $\tau_n p_0 = \tau_p n_0$ [7] нетрудно показать, что при плоских зонах энергии для поверхностных параметров имеем: $v_n n_0 = v_p p_0$, где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок.

В большинстве полупроводников диффузионная длина λ значительно превосходит длину Дебая r_D . При этом условии решение (2)–(5) находим следующим образом. Рассмотрим две виртуальные поверхности $x = a - l$ и $x = l - a$, где $l = (8-12)r_D$. Решение (2)–(5) в ООЗ $a - l \leq x \leq a$ и $-a \leq x \leq l - a$ представляет собой квазиповерхностную (QS) моду. Диффузионно-рекомбинационная (DR) и классическая (C) моды — это решение (2)–(5) в области КН $-a + l \leq x \leq a - l$. Обозначим DR-, QS- и C-моды решения индексами r, s, c соответственно.

Опуская промежуточные вычисления, в пределе $v_n, v_p \rightarrow \infty$ находим $\delta n_r = \delta p_r = \delta \varphi_r = 0$, $\delta \varphi = \delta \varphi_c + \delta \varphi_s$,

$$\delta n_s = \alpha_p \Delta T \frac{e n_0 r_D}{2akT_0} \left[\exp\left(\frac{x-a}{r_D}\right) - \exp\left(-\frac{x+a}{r_D}\right) \right], \quad (8)$$

$$\delta p_s = -\alpha_p \Delta T \frac{e p_0 r_D}{2akT_0} \left[\exp\left(\frac{x-a}{r_D}\right) - \exp\left(-\frac{x+a}{r_D}\right) \right], \quad (9)$$

$$\delta \varphi_c = -\alpha_p \frac{\Delta T}{2a} x, \quad (10)$$

$$\delta \varphi_s = \alpha_p \frac{\Delta T}{2a} r_D \left[\exp\left(\frac{x-a}{r_D}\right) - \exp\left(-\frac{x+a}{r_D}\right) \right], \quad (11)$$

где $r_D = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 k T_0 / e^2 p_0}$ — длина Дебая. Из (8), (9) следует, что, несмотря на предельно большие значения параметров поверхностной рекомбинации v_n, v_p , у левой поверхности возникает неравновесный заряд $q = \varepsilon \varepsilon_0 B \alpha_p \Delta T / 2a$, а у правой — неравновесный заряд $-q$ (B — поперечное сечение образца). Эти заряды формируют в образце термоэлектрическое поле

$$-\frac{d\delta \varphi}{dx} = \alpha_p \frac{\Delta T}{2a} \left[1 - \exp\left(\frac{x-a}{r_D}\right) - \exp\left(-\frac{x+a}{r_D}\right) \right], \quad (12)$$

которое, впрочем, измерить нельзя, поскольку образец электрически изолирован от металлических термостатов.

Теперь создадим хороший электрический контакт между поверхностями образца и металлическими термостатами. Тогда ГУ преобразуются в следующие [10]:

$\delta n(\pm a) = 0$, $\delta p(\pm a) = 0$, $\delta \varphi(\pm a) = \delta \varphi_m(\pm a)$, поскольку неравновесные электроны пересекают переход металл–полупроводник и поверхностная рекомбинация предельно велика. Единственное решение (1)–(5) в этом случае следующее: $\delta n_s = \delta p_s = \delta \varphi_s = 0$. Таким образом, при $\Delta T > 0$ неравновесные электроны переходят из металла в полупроводник через поверхность $x = -a$ и из полупроводника в металл через поверхность $x = a$ до тех пор, пока неравновесный заряд в полупроводнике не исчезнет. При этом распределение электрического потенциала (12) трансформируется в $\delta \varphi = \delta \varphi_c + \varphi_e$. Равновесный электрический потенциал $\varphi_e(x)$ описывает изгиб зон, возникающий у поверхностей полупроводника при контакте с металлом. Электрический потенциал $\delta \varphi_s$ создается неравновесными зарядами $\pm q$, расположенными на поверхностях металлических термостатов, находящихся в контакте с образцом. Поскольку равновесный электрический потенциал является симметричной функцией координаты, $\varphi_e(-x) = \varphi_e(x)$, то на термоэдс он не влияет.

3. Формирование термоэдс в образце любой толщины

Рассмотрим пластину из дырочного полупроводника произвольной толщины с металлическими контактами на поверхностях $x = \pm a$. Поверхностная рекомбинация и изгиб зон энергии произвольны. Остальные условия такие же, как в предыдущем параграфе.

Для этого случая ГУ сформулированы в [9,10]:

$$j_n(\pm a) = \mp e v_p \delta p(\pm a), \quad (13)$$

$$\delta n(\pm a) = 0, \quad (14)$$

$$\delta \varphi_m(\pm a) = \delta \varphi(\pm a), \quad (15)$$

где $\delta \varphi_m$ — неравновесный электрический потенциал металлического контакта. Для простоты предположим, что параметры v_p на поверхностях $x \pm a$ одинаковы. Вследствие равенства $j_n(\pm a) + j_p(\pm a) = 0$ ГУ для плотности тока дырок является излишним.

Здесь необходимо сделать несколько пояснений для понимания физического смысла ГУ (13)–(15) и их отличия от обычно используемых [4,5]. Во-первых, в изучаемой модели предполагается резкий переход металл–полупроводник. Во-вторых, ГУ в полупроводнике сформулированы на виртуальных поверхностях $x = \pm a \mp \Delta$, а в металле — на виртуальных поверхностях $x = \pm a \pm \Delta^*$. В отличие от модели КН величина Δ значительно меньше длины Дебая r_D , а величина Δ^* значительно меньше длины экранирования в металле. Непрерывность неравновесных электрического и электрохимического потенциалов получена в [10]. Учитывая неизменность химического потенциала металла, получаем ГУ (14). Далее мы докажем справедливость соотношения $\delta F_m(a) = 0$, учитывая, что неравновесный заряд переходит из полупроводника в металл и наоборот (δF_m — неравновесный химический потенциал металла).

Метод решения (2)–(5) описан выше. Диффузионно-рекомбинационная мода удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 \delta n_r}{dx^2} + \frac{2g}{\lambda} \frac{d \delta n_r}{dx} - \frac{\delta n_r}{\lambda^2} = 0, \quad (16)$$

где $\lambda = \sqrt{D\tau}$ — диффузионная длина, $D = \mu_n k T_0 / e$ — коэффициент диффузии электронов, $\tau = \tau_n \tau_p / (\tau_n + \tau_p)$ — время жизни электронно-дырочных пар (ЭДП) в области КН, $g = e \alpha_0 \Delta T \lambda / 4k T_0 a$, $\alpha_0 = \alpha_p - \alpha_n$. Все кинетические коэффициенты вычислены при $T = T_0$. Неравновесная концентрация дырок также удовлетворяет уравнению (16), поскольку $\delta p_r \approx \delta n_r$. Заметим, что при малом уровне инжекции, $|\delta n_r(\pm a)|/p_0 \ll 1$, время жизни ЭДП τ постоянно [5,7].

Квазиповерхностная мода удовлетворяет уравнениям [6]

$$\frac{d j_n}{dx} = 0, \quad \frac{d j_p}{dx} = 0, \quad (17)$$

поскольку вследствие неравенства $r_D \ll \lambda$ можно пренебречь объемной рекомбинацией в приповерхностных ООЗ.

Из (13)–(17) находим:

$$\delta n_r = C_1 \exp(k_1 x / \lambda) + C_2 \exp(k_2 x / \lambda), \quad (18)$$

$$\delta n_s = n_e \left[\left(1 + \frac{\delta n_r}{n_0} \right) \exp\left(\frac{e \delta \varphi_s}{k T_0}\right) - 1 \right], \quad (19)$$

$$\delta p_s = p_e \left[\left(1 + \frac{\delta n_r}{p_0} \right) \exp\left(-\frac{e \delta \varphi_s}{k T_0}\right) - 1 \right], \quad (20)$$

где $k_1 = u - g$, $k_2 = -(u + g)$, $u = \sqrt{g^2 + 1}$, $n_0(p_0)$ — равновесная концентрация электронов (дырок) в области КН; n_e, p_e — равновесные концентрации электронов и дырок у поверхностей образца. Константы $C_{1,2}$ находятся из ГУ (13). Выражение для потенциала DR-моды не приводится, потому что $|\delta \varphi_r| \ll |\delta \varphi_c|$. При выводе (19), (20) учтена непрерывность концентраций $\delta n_s(\pm a \mp l) = \delta n_r(\pm a \mp l)$, $\delta p_s(\pm a \mp l) = \delta n_r(\pm a \mp l)$. Электрический потенциал QS-моды $\delta \varphi_s$ отсчитывается от уровня $\delta \varphi_r(\pm a) + \delta \varphi_c(\pm a)$. Уравнение Пуассона совместно с (19), (20) решается численно (см. далее).

Определим термоэдс следующим образом: $U_T = \delta \varphi_m(-a) - \delta \varphi_m(a)$. После ряда математических преобразований получаем

$$U_T = \alpha_p \Delta T + \frac{k T_0}{e} \ln \left[\frac{n_0 + \delta n_r^+}{n_0 + \delta n_r^-} \right], \quad (21)$$

где

$$\delta n_r^\pm = \mp 2g n_0 \frac{u [\cosh \tilde{u} - \exp(\mp \tilde{g})] + (S_{ef} \mp g) \sinh \tilde{u}}{(1 + S_{ef}^2) \sinh \tilde{u} + 2S_{ef} u \cosh \tilde{u}},$$

$$\tilde{u} = 2ua/\lambda, \quad \tilde{g} = 2ga/\lambda, \quad S_{ef} = \frac{v_p \lambda p_0}{D n_0} \exp\left(-\frac{e \varphi_{es}}{k T_0}\right)$$

— нормированная эффективная скорость поверхностной рекомбинации (СПР), φ_{es} — равновесный поверхностный потенциал [5].

Теперь докажем справедливость ГУ (14), учитывая перенос неравновесного заряда из полупроводника в металл и наоборот. Неравновесный заряд в области $a - l \leq x \leq a$ может быть оценен как

$$q_s \approx -B \frac{\delta\varphi_s(a)\varepsilon\varepsilon_0}{r_D} = eBr_D p_0 \ln \left[1 + \frac{\delta n_r^+}{n_0} \right]. \quad (22)$$

Ясно, что при $\Delta T > 0$ заряд q_s переносится неравновесными электронами из металла в полупроводник, а полный заряд в структуре металл–полупроводник–металл равен нулю. Поэтому изменение электрического потенциала поверхности металла $\delta\varphi_m(a)$, обусловленное зарядом $q = -q_s$, может быть оценено следующим образом: $q \approx -A\varepsilon\delta\varphi_m(a)/r_m$ [11], где r_m — длина экранирования в металле. Учитывая (22), получаем:

$$\delta F_m(a) = e\delta\varphi_m(a) \approx -e\varepsilon \frac{r_m}{r_D} \delta\varphi_s(a) = \varepsilon \frac{r_m}{r_D} \delta F_n(a - l).$$

Поскольку $r_m \approx 6 \cdot 10^{-2}$ нм в Au, Ag [11] и $\varepsilon = 12$, $r_D = 3.48 \cdot 10^{-5}$ см в p -Si ($T = 293$ К, $p_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$), мы имеем $\delta\varphi_m(a) \approx -2 \cdot 10^{-4} \delta\varphi_s(a)$ и $\delta F_m(a) \approx 2 \cdot 10^{-4} \delta F_n(a - l)$. Следовательно, мы можем, с одной стороны, пренебречь неравновесным электрическим потенциалом металла, а с другой — в первом приближении считать неравновесный химический потенциал металла равным нулю на поверхности $x = a$, что и требовалось доказать.

4. Обсуждение результатов

Из (21) следует, что термоэдс равна разности неравновесных электрохимических потенциалов электронов между поверхностями $x = \mp a$. Это является следствием того факта, что неравновесные электроны способны переходить из металла в полупроводник и наоборот, в отличие от неравновесных дырок, которые границу металл–полупроводник не пересекают.

Сравнивая выражение $\delta n_r(\pm a)$ при очень малых ΔT с аналогичным в приближении КН [4], находим связь между скоростью поверхностной рекомбинации ЭДП s и параметром v_p :

$$s = v_p \frac{p_0}{n_0} \exp \left(-\frac{e\varphi_{es}}{kT_0} \right).$$

Величина s зависит не только от равновесного поверхностного потенциала, но и от отношения равновесных концентраций носителей. В нашем случае величина s значительно больше полученной в [12].

Формирование термоэдс рассмотрим на примере p -Si ($T_0 = 293$ К, $p_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$, $n_0 = 4 \cdot 10^6$ см $^{-3}$, $\lambda = 0.03$ см, $2a = 0.03$ см, $\mu_n = 1450$ см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$, $\mu_p = 450$ см $^2 \cdot$ В $^{-1} \cdot$ с $^{-1}$, $v_p = 140$ см \cdot с $^{-1}$, $r_D = 3.48 \cdot 10^{-5}$ см) при $\Delta T = 30$ К и $\varphi_{es} = 0.432$ В. Формирование классической термоэдс $\delta\varphi_c$ было описано в разд. 2. Для определенности положим $\Delta T > 0$. В этом случае поток

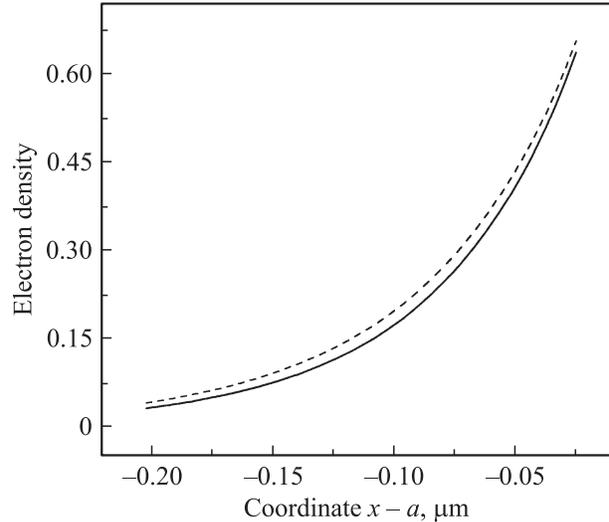


Рис. 1. Распределение нормированной концентрации электронов у правой поверхности $x = a$ образца p -Si (сплошная кривая). Штриховая кривая — концентрация равновесных электронов.

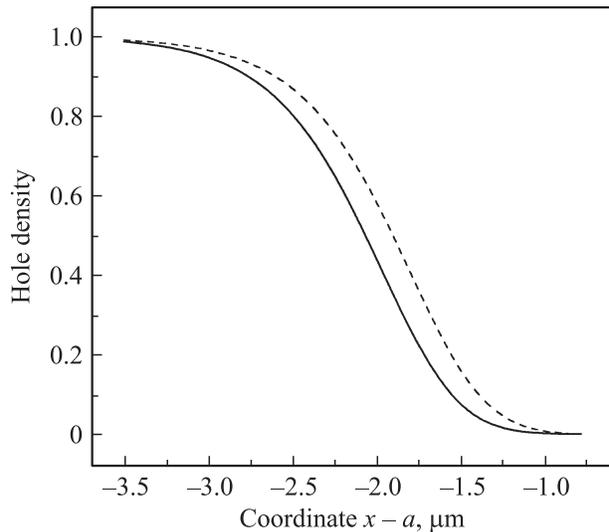


Рис. 2. Распределение нормированной концентрации дырок около правой поверхности образца (сплошная кривая). Штриховая кривая — концентрация равновесных дырок.

тепла сносит неравновесные носители от правой поверхности к левой. Концентрация неравновесных электронов (и дырок) на виртуальной поверхности $x = a - l$ становится отрицательной. Поэтому неравновесные электроны переходят из металла в полупроводник до тех пор, пока неравновесный химический потенциал электронов полупроводника и металла не выравняется на поверхности $x = a$, т.е. пока концентрация неравновесных электронов не станет равной нулю на этой поверхности. В результате этого перехода в ООЗ $a - l \leq x \leq a$ возникает неоднородное неравновесное электрическое поле, которое прижимает электроны

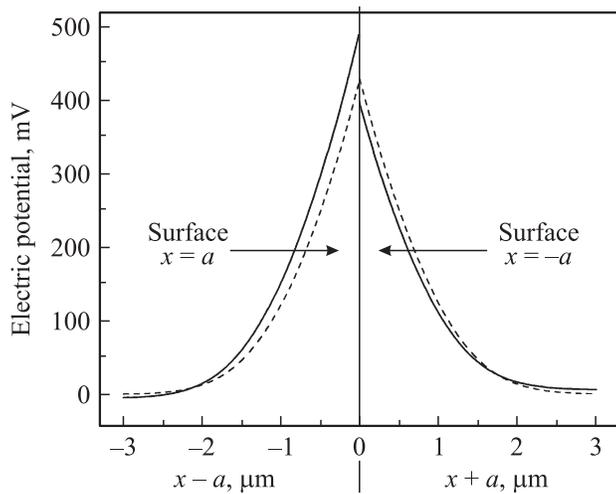


Рис. 3. Распределение электрического потенциала около поверхностей образца. Штриховые кривые — равновесный потенциал.

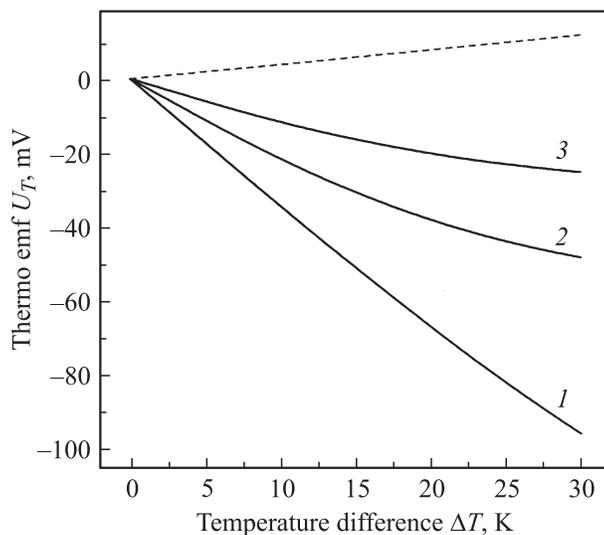


Рис. 4. Зависимость термоэдс от разности температур при эффективной СПР $S_{ef} = 0.1$ (1), 1 (2), 3 (3).

к правой поверхности и отталкивает дырки от нее. Поэтому в ООЗ $a - l \leq x \leq a$ формируются распределения электронов и дырок, нормированные значения которых n/p_0 и p/p_0 показаны на рис. 1, 2. Штриховыми кривыми показаны нормированные равновесные концентрации электронов n_e/p_0 и дырок p_e/p_0 . Таким образом, в ООЗ $a - l \leq x \leq a$ возникает неравновесный отрицательный заряд, который и обуславливает увеличение электрического потенциала у поверхности $x = a$. Похожие процессы, только с обратным знаком, имеют место около поверхности $x = -a$. На рис. 3 показано распределение электрического потенциала около поверхности образца $x = a$ в левой части рисунка и около поверхности $x = -a$ в правой части. Штриховые кривые дают распределение равновесного электри-

ческого потенциала. Заметим, что при образовании неравновесного электрического потенциала QS-моды направление переноса неравновесных электронов противоположно тому, которое имеет место при образовании классической термоэдс. Поэтому $\Delta\phi_s$ и $\Delta\phi_c$ имеют противоположные знаки. Таким образом, формирование термоэдс в структуре металл–полупроводник–металл обусловлено перераспределением неравновесных электронов между полупроводником и металлическими контактами.

Зависимость термоэдс U_T от разности температур ΔT в p -Si для некоторых значений эффективной СПР показана на рис. 4. Штриховая прямая — классическая термоэдс $\Delta\phi_c$. Заметим, что при малой эффективной СПР ($S_{ef} = 0.1$) коэффициент нелинейности β функции $U_T(\Delta T)$ весьма мал ($\beta = -0.077$), тогда как при $S_{ef} = 1$ $\beta = -0.285$.

5. Заключение

На примере термоэдс развита теория формирования эдс в структуре металл–полупроводник–металл. Теория учитывает неравновесный заряд, возникающий в образце и на металлических контактах. Показано, что формирование термоэдс обусловлено переносом неравновесных электронов из металла в полупроводник через одну из поверхностей и из полупроводника в металл через другую. При определенных значениях эффективной СПР термоэдс нелинейно зависит от разности температур в образце, толщина которого не превышает диффузионную длину. Аналогичным образом может быть показано, что формирование любой эдс в полупроводнике является результатом перераспределения неравновесного заряда между образцом и металлическими контактами.

Список литературы

- [1] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [2] Б.И. Резников, Г.В. Царенков. *ФТП*, **23**, 1235 (1989).
- [3] А.В. Ефанов, М.В. Энтин. *ФТП*, **20**, 20 (1986).
- [4] Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, I.N. Volovichev, G. Espejo, O.Yu. Titov, A. Meriuts. *Phys. Status Solidi B*, **231**, 278 (2002).
- [5] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Высш. шк., 1975).
- [6] А. Конин. *ФТП*, **41**, 282 (2007).
- [7] И.Н. Воловичев, Ю.Г. Гуревич. *ФТП*, **35**, 321 (2001).
- [8] M. Krčmar, W.M. Saslow. *Phys. Rev. B*, **65**, 233 313 (2002).
- [9] A. Konin. *Lithuan. J. Phys.*, **46**, 233 (2006).
- [10] A. Konin. *J. Phys.: Condens. Matter*, **19**, 016 214 (2007).
- [11] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела* (М., Наука, 1978).
- [12] Г.П. Пека. *Физические явления на поверхности полупроводников* (Киев, Вища шк., 1984).

Редактор Л.В. Шаронова

**Role of nonequilibrium charge
in formation of thermoelectromotive
in an impurity semiconductor**

A. Konin

Semiconductor Physics Institute,
LT-01108 Vilnius, Lithuania