Известия НАН Армении, Физика, т.41, №1, с.56-62 (2006)

УДК 621.3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В *p-i-n* ДИОДЕ

А.Л. ХАЧАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 января 2005 г.)

Для нахождения распределения электрического потенциала в *p-i-n* диоде приведено решение уравнения Пуассона. Представлены зависимости электрического потенциала от координат и параметров диода.

1. Теория

В наших предыдущих работах [1,2] была представлена комплексная модель *p-i-n* солнечных элементов (СЭ) с квантовыми точками. В частности, было показано, что фототок, генерируемый в СЭ, зависит от электрического поля, сформированного в активной *i* области СЭ. Кроме того, большое количество полупроводниковых приборов основаны на базе *p-i-n* диода, поэтому важно знать точное значение электрического поля, сформированного в *p-i-n* переходе. Исходя из этого, рассмотрим поведение электрического поля в *p-i-n* диоде, строение которого изображено на рис.1а. Предположим, что области диода p и n легированы, соответственно, N_a и N_d концентрациями акцепторов и доноров, распределение которых имеет крутой фронт, как показано на рис.1в. Ограничимся рассмотрением случая высокой температуры, когда все примеси ионизированы, а концентрации основных носителей в p и n областях равны $n_n \approx N_d$, $p_p \approx N_a$. В состоянии равновесия уровень химического потенциала в правой и левой частях должен находиться на одной высоте (рис.1б). В этом случае высота потенциального барьера равна

$$\varphi_{\max} = \frac{1}{e}\left(\left|\mu_p\right| - \left|\mu_n\right|\right), \tag{1}$$

где e – заряд электрона, μ_n и μ_p – уровни химического потенциала в областях n и p, соответственно. С другой стороны, известно, что $|\mu_n| = kT\ln(N_c/n_n)$, $|\mu_p| = E_g - kT\ln(N_y/p_p)$ и $E_g = kT\ln(N_c N_v/n_i^2)$, где kT – тепловая энергия электронов, E_g – ширина запрещенной зоны, n_i – концентрация свободных носителей собственного проводника, а N_c и N_v – плотности состояний электронов и дырок в соответствующих зонах. Следовательно для потенциального барьера можно написать

$$\varphi_{\max} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2}, \tag{2}$$

что совпадает с выражением для потенциального барьера обычного *p-n* перехода [3,4].

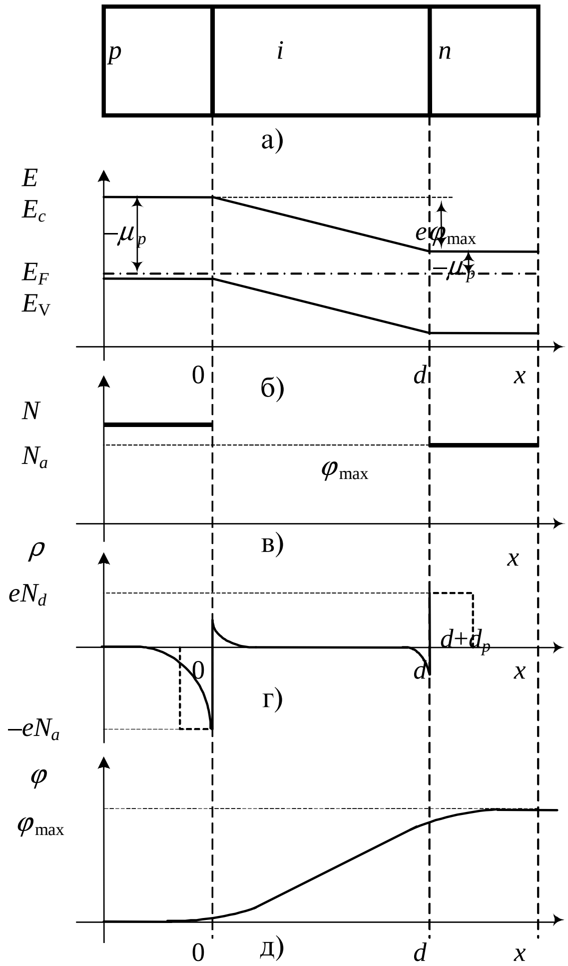

Рис.1. а) Схематическая диаграмма *p-i-n* диода, б) энергетическая диаграмма *p-i-n* диода, в) распределение акцепторов и доноров, г) распределение объемного заряда, д) ход потенциала.

Ограничимся рассмотрением случая невырожденного полупроводника, когда распределение свободных носителей заряда можно представить следующим образом:

$$p(z) = N_a \exp\left(-\frac{e\varphi(z)}{kT}\right) \quad \text{и} \quad n(z) = N_d \exp\left(-\frac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), \tag{3}$$

где $\varphi(z)$ – распределение потенциала в диоде (рис.1д). Поведение $\varphi(z)$ определяется из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi(z)}{dx^2} = -\frac{\rho(z)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \tag{4}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – электрическая постоянная, а $\rho(z)$ – объемный заряд, равный

$$\rho(z) = \begin{cases} -eN_a + eN_a \exp\left(-\dfrac{e\varphi(z)}{kT}\right), & -\infty < x < 0, \\ eN_a \exp\left(-\dfrac{e\varphi(z)}{kT}\right) - eN_d \exp\left(-\dfrac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & 0 < x < d, \\ eN_d - eN_d \exp\left(-\dfrac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & d < x < +\infty. \end{cases} \tag{5}$$

Уравнение Пуассона (4), с учетом выражения (5), решается только численными методами. Однако, если считать, что область *i* довольно широкая, то можно показать, что поле в основном проникает в область *i*, то есть $(e\varphi(z)/kT) < 1$, когда $-\infty < x < 0$ и $(e\varphi_{\max} - e\varphi(z))/kT < 1$, когда $d < x < +\infty$. Учитывая это, значение объемного заряда в областях p и n можно разложить в ряд и отбросить нелинейные члены ряда. Соответственно, для выражения (5), получаем

$$\rho(z) = \begin{cases} -eN_a \dfrac{e\varphi(z)}{kT}, & -\infty < x < 0, \\ eN_a \exp\left(-\dfrac{e\varphi(z)}{kT}\right) - eN_d \exp\left(-\dfrac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}\right), & 0 < x < d, \\ eN_d \dfrac{e\varphi_{\max} - e\varphi(z)}{kT}, & d < x < +\infty. \end{cases} \tag{6}$$

Введем следующие обозначения: $\varphi(x=0) = \varphi_0$, $\varphi(x=d) = \varphi_d$, $u = e\varphi/kT$, $u_{\max} = e\varphi_{\max}/kT$, $l_p^2 = kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2N_A$ и $l_n^2 = kT\varepsilon\varepsilon_0/e^2N_D$, где u – безразмерный потенциал. Следовательно, уравнение Пуассона в различных областях можно написать в виде

$$\begin{cases} \dfrac{d^2u_p(z)}{dz^2} = u_p(z)\dfrac{1}{l_p^2}, & -\infty < x < 0, \\ \dfrac{d^2u_I}{dz^2} = \dfrac{1}{l_n^2}\exp\left[u_I(z) - u_{\max}\right] - \dfrac{1}{l_p^2}\exp\left[-u_I(z)\right], & 0 < x < d, \\ \dfrac{d^2u_n}{dz^2} = -\dfrac{1}{l_n^2}\left(u_{\max} - u_n(z)\right), & d < x < \infty. \end{cases} \tag{7}$$

Решение первого уравнения системы (7) имеет вид

$$u_p(z) = C_1 \exp\left[\frac{z}{l_p}\right] + C_2 \exp\left[-\frac{z}{l_p}\right], \tag{8}$$

где C_1 и C_2 – постоянные, которые можно определить из граничных условий:

$$u_p(-\infty) = 0 \quad \text{и} \quad u_p(0) = u_0 . \tag{9}$$

Учитывая граничные условия (9), для выражения (8) получаем

$$u_p(z) = u_0 \exp\left[\frac{z}{l_p}\right]. \tag{10}$$

В отличие от обычного *p-n* перехода, электрический потенциал меняется экспоненциально. Аналогично (10), для потенциала в области *n* можно получить:

$$u_n(z) = u_{\max} - (u_{\max} - u_d)\exp\left[\frac{d-z}{l_n}\right]. \tag{11}$$

В этом случае граничными условиями являются:

$$u_n(\infty) = u_{\max} \quad \text{и} \quad u_n(d) = u_d . \tag{12}$$

Как видно из (10) и (11), на длинах l_p и l_n, в областях p и n соответственно, электрический потенциал уменьшается в e раз. То есть l_p и l_n являются длинами экранирования, и они тем меньше, чем больше легирация областей p и n. Уравнение Пуассона в области i аналитически не решается, поэтому воспользуемся методом последовательного интегрирования. Умножив обе стороны второго уравнения системы (7) на $2(du_I(z)/dz)$, получаем следующее выражение:

$$d\left(\frac{du_I(z)}{dz}\right)^2 = 2\left[\frac{1}{l_n^2}\exp\left[u_I(z) - u_{\max}\right] - \frac{1}{l_p^2}\exp\left[-u_I(z)\right]\right] du_I(z), \tag{13}$$

которое, после интегрирования в области $\{0, z\}$ с учетом условий $u_i(0) = u_p(0) = u_0$ и $u_i'(0) = u_p'(0) = u_0 / l_p$, принимает следующий вид:

$$\left(\frac{du_I(z)}{dz}\right)^2 - \left(\frac{u_0}{l_p}\right)^2 = 2\left[\frac{1}{l_n^2}\exp[-u_{\max}]\left(\exp\left[u_i(z)\right] - \exp[u_0]\right) + \frac{1}{l_p^2}\left(\exp[-u_i(z)] - \exp[-u_0]\right)\right]. \tag{14}$$

Из уравнения (14) можно найти выражение для электрического поля в области *i*:

$$\frac{du_I(z)}{dz} = \frac{1}{l_p}\sqrt{u_0{}^2 + 2\left[\frac{l_p^2}{l_n^2}\exp[-u_{\max}](\exp[u_i(z)] - \exp[u_0]) + (\exp[-u_i(z)] - \exp[-u_0])\right]}. \tag{15}$$

Еще раз интегрируя выражение (15) можно получить

$$F_i\left[u_i(z)\right] = \frac{z}{l_p}, \tag{16}$$

где

$$F_i\left[u_i(z)\right]=\int\limits_{u_0}^{u_i(z)}\frac{du_i}{\sqrt{{u_0}^2+2\left[\frac{l_p^2}{l_n^2}\exp[-u_{\max}]\left(\exp[u_i]-\exp[u_0]\right)+\left(\exp[-u_i]-\exp[-u_0]\right)\right]}}\,. \quad (17)$$

Уравнение (16) неявным образом выражает зависимость электрического потенциала от координат в области *i*. Ясно, что значения для u_0 и u_d все еще не известны. Для нахождения этих значений небходимо учитывать тот факт, что электрический потенциал, а также его производная должны быть непрерывны в точке $z=d$, то есть

$$u_i(d)=u_n(d)=u_d \qquad \text{и} \qquad u_i'(d)=u_n'(d)=\frac{u_{\max}-u_d}{l_n}\,. \quad (18)$$

Учитывая тот факт, что $\exp[u_0] \ll \exp[u_d]$, уравнения (18) можно переписать следующим образом:

$$u_{\max}-u_d=\frac{l_n}{l_p}\sqrt{{u_0}^2+2\left[\frac{l_p^2}{l_n^2}\exp[u_d-u_{\max}]-\exp[-u_0]\right]}\,, \quad (19)$$

$$F_i[u_d]=\frac{d}{l_p}\,. \quad (20)$$

Из трансцендентных уравнений (19) и (20) можно вычислить значения u_0 и u_d.

2. Численный расчет

Для наглядности полученных результатов рассмотрим диод, параметры которого приведены в табл.1. Соответственно, для характерных параметров диода получаем: $\varphi_{\max}=1.397$ эВ, $u_{\max}=55.9$ и $l_n=l_p=6$ нм.

Табл.1

n_i	$3.6{\cdot}10^{11}$	м$^{-3}$
N_a	$5 \cdot 10^{23}$	м$^{-3}$
N_d	$5 \cdot 10^{23}$	м$^{-3}$
E_g	1.4	эВ
kT	0.025	эВ
d	3	мкм
ε	13	

м13Решая численными методами уравнения (19) и (20), получа $u_0=0.9$ ем $u_d=55$, и что и демонстрирует приемлемость линейного приближения. На рис.2 приведены зависимости электрического поля и электрического потенциала от координат. Пунктирные линии соответствуют решению уравнения Пуассона в приближении Шоттки, когда заряд свободных носителей пренебрегается. Как видно из рисунков, оба решения в середине облас*i* ти мало отличаются друг от друга. Однако у границ облас*i* ти отличия становятся более заметными, и как видно из рис.2а, электрическое поле у краев намного превышает поле в середине. Этот факт обусловлен тем, что у границ свободные носители заряда облас*i* ти формируют со связанными зарядами областей n и p переходы p-i и i-n. На рис.3 приведено более масштабное представление этих переходов. Как видно из рисунков, электрический потенциал у границ имеет ярко выраженную крутую форму, далее он становится более линейным, и в середине облас*i* ти электрическое поле уже постоянно. Такое поведение потенциала не проявляется в приближении Шоттки, при котором электрическое поле везде в облас*i* ти постоян

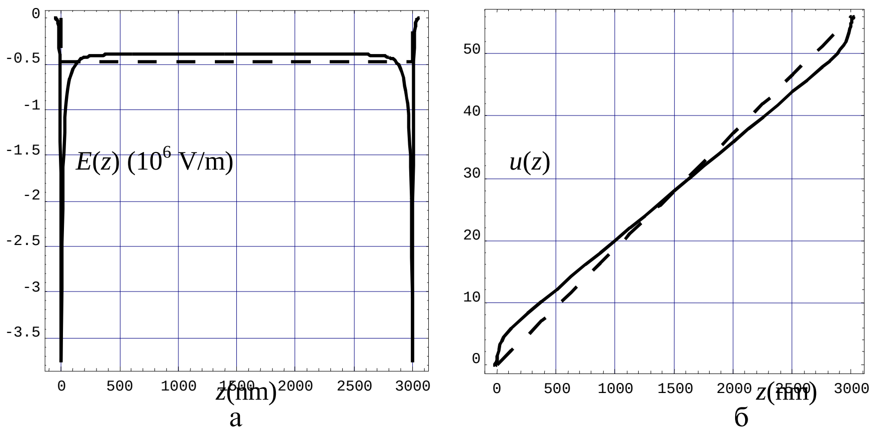

Рис.2. Зависимости электрического поля (а) и электрического потенциала (б) от координат.

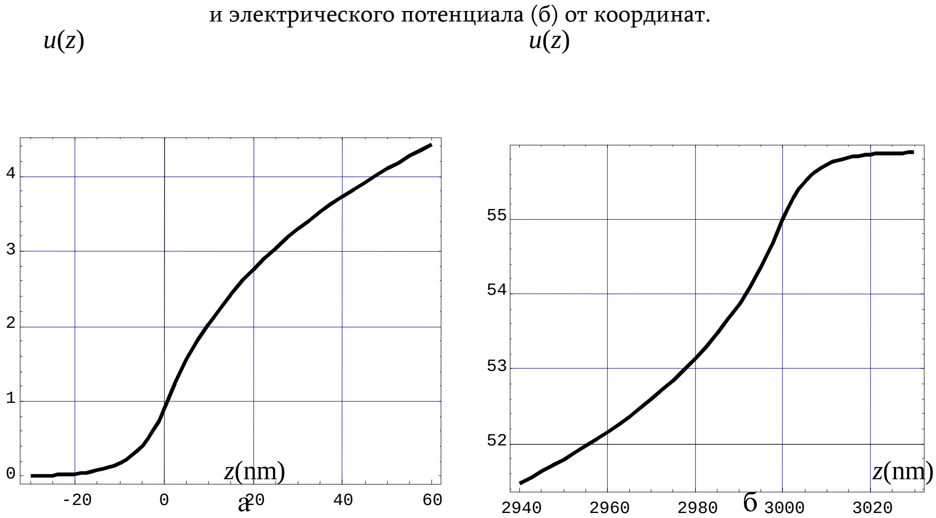

Рис.3. Масштабное представление *p-i* (a) и *i-n* (b) переходов.

Работа выполнена в рамках целевой научной программы РА “Полупроводниковая наноэлектроника". Автор выражает благодарность проф. С.Г.Петросяну, за обсуждение результатов и за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.Aroutiounian, S.Petrosyan, A.Khachatryan, K.Touryan**. J. Appl. Phys., **89**, 2268 (2001).
2. **V.Aroutiounian, S.Petrosyan, A.Khachatryan**. EuroSun2004, The 5th ISES EUROPE SOLAR CONFERENCE, Freiburg, Germany, 2004, p.69.
3. **Г.Е.Пикус.** Основы теории полупроводниковых приборов. М., Наука, 1965.
4. **С.Зи.** Физика полупроводниковых приборов, М., Мир, 1984.

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ *p-i-n* ԴԻՈԴՈՒՄ

Ա.Լ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Լուծված է Պուասոնի հավասարումը *p-i-n* դիոդում էլեկտրական դաշտը գտնելու համար: Ներկայացված է էլեկտրական պոտենցիալի կախվածությունը կոորդինատից և դիոդի պարամետրերից:

DISTRIBUTION OF THE ELECTRIC POTENTIAL IN A *p-i-n* DIODE

A.L. KHACHATRYAN

The Poisson equation is solved to find the electric potential distribution in a *p-i-n* diode. Dependences of the electric potential on the coordinate and diode parameters are presented.