КОЭФФИЦИЕНТ НЕИДЕАЛЬНОСТИ ВАХ p–n-ПЕРЕХОДА ПРИ РАЗОГРЕВЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ФОНОНОВ

Г.Гулямов, К.Б.Умаров

Наманганский индустриально-технологический институт,
7160003, Наманган, Узбекистан
(Получена 19 января 1994 г. Принята к печати 8 июня 1994 г.)

Произведен расчет тока через p–n-переход с учетом разогрева носителей заряда и фононов. Получено аналитическое выражение для коэффициента неидеальности. Показано, что учет разогрева носителей тока и фононов за счет эффекта Пельте всегда приведет к коэффициенту неидеальности, отличной от единицы. Установлено, что размерные тепловые эффекты влияют на ВАХ и коэффициент неидеальности даже массивного p–n-перехода, причем в выпрямляющих структурах с потенциальным барьером размерные тепловые эффекты проявляются сильнее, чем в однородных образцах.

Вольт-амперная характеристика реального p–n-перехода аппроксимируется с помощью следующего выражения [1–3]:

$$j = j_s\left(e^{\frac{eU}{mk_0T_0}} - 1\right). \tag{1}$$

Здесь m — коэффициент неидеальности ВАХ, остальные обозначения общепринятые [1–3]. Численное значение m определяется механизмами переноса тока через p–n-переход, когда: ток определяется диффузионной компонентой $m = 1$, преобладают рекомбинационные токи в области объемного заряда $m = 2$, важны токи утечки $m > 2$. Учет разогрева носителей заряда в области объемного заряда также приводит к изменению ВАХ p–n-перехода [4]. Хорошо известно, что в СВЧ поле ВАХ p–n-перехода сильно отличается от идеальной [5–7]. В работах [8,9] было показано, что разогрев носителей может привести для m к значениям, большим единицы. Во всех этих работах пренебрегалось разогревом решетки. Однако, как показано в [10,11], за счет взаимодействия электронов и фононов при разогреве носителей неизбежно греется и фононный газ. Цель настоящей работы — расчет коэффициента неидеальности ВАХ p—n-перехода с учетом разогрева как носителей заряда, так и фононного газа.

Расчеты будем проводить для случая, когда область объемного заряда расположена на участке $[-\delta, +\delta]$, нейтральная n-область — на участке $[+\delta, +a]$, а на участке $[-a, +\delta]$ расположена p-область. Для расчета тока необходимо знать температуры носителей $T_{e,h}$ и фононов T_p. Температуры $T_{e,h,p}$ определяются решением уравнения баланса для носителей и фононов [10]

$$\operatorname{div} \mathbf{Q}_{e,h} = P_{ep,hp}(T_{e,h} - T_p) + \mathbf{j}_{e,h}\mathbf{E},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{Q}_p = -P_{ep}(T_e - T_p) - P_{hp}(T_h - T_p). \tag{2}$$

Здесь

$$\mathbf{Q}_{e,h} = -\varkappa_{e,h}\nabla T_{e,h} + \left(\Pi_{e,h} - \frac{\mu_{e,h}}{e}\right)\mathbf{j}_{e,h},$$

$$\mathbf{Q}_p = -\varkappa_p \nabla T_p, \tag{3}$$

где $\varkappa_{e,h,p}$ — коэффициенты теплопроводности носителей и фононов, $j_{e,h}$ — электронные и дырочные токи, $\Pi_{e,h}$ — коэффициенты Пельтье, $\mu_{e,h}$ — химические потенциалы носителей.

Граничные условия к задаче выберем в следующем виде [10]:

$$\varkappa_{e,h}\frac{dT_{e,h}}{dx}\bigg|_{x=\pm\delta} = \pm j_{e,h}\varphi,$$

$$-\varkappa_{e,h,p}\frac{dT_{e,h,p}}{dx}\bigg|_{x=\pm a} = \pm\eta_{e,h,p}(T_{e,h,p} - T_{1,2})\Big|_{x=\pm a}.$$

Здесь φ — высота потенциального барьера p—n-перехода, $\eta_{e,h,p}$ — поверхностная теплопроводность носителей и фононов.

Решения системы (2) с граничными условиями (4) в линейном приближении по температуре носителей и фононов имеют вид [12]

$$T_{e,h}(x) = T_{1,2} + \chi_{e,h}(x)\Delta T - j_{e,h}\varphi\Phi_{e,h}(x),$$

$$T_p(x) = T_1 + \chi_p(x)\Delta T - j_e\varphi\Phi_p(x). \tag{5}$$

Здесь $\Delta T = T_1 - T_2$, T_1 и T_2 — температуры термостатов в плоскостях $x = \pm a$.

$$\Phi_{e,p}(x) = (\delta - a)S_3 \pm \frac{k_{e,p}^2}{(k^e)^2}\left[1 + \frac{A_2}{A_1}\left(S_5 - S_1\frac{A_2}{A_1}\right)^{-1} S_1\right]\frac{2}{\varkappa_e A_1}A_3(x),$$

$$\chi_{e,p}(x) = \pm\frac{k_{e,p}^2}{(k^e)^2}\frac{A_2}{A_1}\left(S_5 - S_1\frac{A_2}{A_1}\right)^{-1} A_3(x),$$

$$S_1 = (\delta - a)\frac{k_e^2}{(k^e)^2}A_1 - \frac{k_p^2}{(k^e)^2}A_3(x),$$

$$S_3 = \frac{1}{\varkappa_e} - \frac{k_e^2}{k^e}\frac{2}{\varkappa_e A_1},$$

$$S_5 = (a-\delta)\frac{k_h^2}{(k^h)^2}A_2 - \frac{k_p^2}{(k^h)^2}A_4(x),$$

$$A_{1,2} = k^{e,h}(\operatorname{ch} k^{e,h}\delta - \operatorname{th} k^{e,h}a \operatorname{sh} k^{e,h}\delta),$$

$$A_{3,4}(x) = \operatorname{sh} k^{e,h}(x) - \operatorname{th} k^{e,h}a,$$

$$\Phi_h(x) = \frac{x+a}{\varkappa_h} + \frac{k_h^2}{(k^h)^2}\left(S_5 - S_1\frac{A_2}{A_1}\right)^{-1}\frac{2S_1}{\varkappa_h A_1}B(x),$$

$$\chi_h(x) = \frac{k_h^2}{(k^h)^2}\left(S_5 - S_1\frac{A_2}{A_1}\right)^{-1}B(x),$$

$$B(x) = -A_2(a+x) + A_4(x),$$

$$(k^{e,h})^2 = k_{e,h}^2 + k_p^2, \quad k_{e,h,p}^2 = \frac{P_{ep,hp}}{\varkappa_{e,h,p}}.$$

Когда токовые контакты в точках $x = \pm a$ находятся при одинаковой температуре, вид распределения температур значительно упрощается

$$T_{e,h,p}(x) = T_1 - j_{e,h}\varphi\Phi_{e,h,p}(x).$$

Если известны температуры носителей и фононов, то ток через p–n-переход может быть вычислен по формуле [5]

$$j = j_{se}\left(e^{\frac{e\varphi_0}{k_0T_p} - \frac{e(\varphi_0-U)}{k_0T_e}} - 1\right) + j_{sh}\left(e^{\frac{e\varphi_0}{k_0T_p} - \frac{e(\varphi_0-U)}{k_0T_h}} - 1\right). \tag{6}$$

Для случая, когда $T_e = T_h$, формула (6) примет вид

$$j = j_s\left(e^{\frac{e\varphi_0}{k_0T_p} - \frac{e(\varphi_0-U)}{k_0T_e}} - 1\right). \tag{7}$$

Здесь

$$j_s = j_{se} + j_{sh} = \frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p p_n}{L_p}.$$

Заметим, что ток насыщения j_s через концентрации неосновных носителей n_p и p_n сильно зависит от температуры фононов T_p. В формуле (7) высота барьера φ также зависит от температуры фононов. Эта зависимость может быть определена из следующих соображений. Если p–n-переход греется в целом, то концентрация носителей с разных сторон барьера связана соотношением

$$n_p = n_n e^{\frac{e\varphi_0}{k_0T_p}}.$$

Умножив это выражение на p_p с учетом того, что $n_p p_p = n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/k_0 T)$, а также $n_n \approx N_d$, $p_p \approx N_a$, получаем следующее выражение для $\varphi_0(T_p)$:

$$\varphi_0(T_p) = \frac{E_g}{e} - \frac{k_0 T_p}{e} \ln \frac{N_c N_v}{N_d N_a}. \tag{8}$$

Здесь N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов. E_g — ширина запрещенной зоны, N_c и N_v — плотности состояний в зонах.

Система (5)–(8) представляет ВАХ p–n-перехода в параметрическом виде. Из сопоставления (1) и (7) можно определить

$$\frac{eU}{mk_0T_0} = \ln\left\{\frac{j_s}{j_{s0}}\left[\exp\left(\frac{e\varphi_0}{k_0T_p} - \frac{e(\varphi_0-U)}{k_0T_e}\right) - 1\right] + 1\right\}. \tag{9}$$

Здесь T_e, T_p задаются выражениями (5), а φ_0 — выражением (6). С другой стороны, коэффициент неидеальности определяется по формуле [3,6]

$$m = \frac{e}{k_0T_0}\frac{dU}{d\ln I}. \tag{10}$$

Продифференцируем (9) по U и, учитывая (5), (8) и (10), после некоторых преобразований получим следующее выражение для m:

$$m = \frac{1 + F(j)(\varphi_0 - U)(j + j_s)}{\frac{T_0}{T_e}\frac{j+j_s}{j+j_{s0}} + F(j)j\frac{k_0T_e}{e}}. \tag{11}$$

Здесь

$$F(j) = \frac{\Psi_1\Phi_p + \Psi_2\Phi_e}{1 + j/j_{s0}},$$

$$\Psi_1 = \frac{1}{j_{s0}}\frac{d\ln j_s}{dT_p} - \frac{j+j_s}{j_{s0}}\left[\frac{1}{T_p}\left(\frac{E_g}{k_0T_p} + 3\right) + \frac{e}{k_0T_e}\frac{\partial\varphi_0}{\partial T_p}\right],$$

$$\Psi_2 = \frac{j+j_s}{j_{s0}}\frac{e(\varphi_0 - U)}{k_0T_0^2}.$$

Выражение (11) определяет коэффициент неидеальности симметричного p–n-перехода при приложении напряжения U.

Проанализируем (11). Пусть $U = 0$, тогда $j = 0$, $T_e = T_p = T_0$ и для m получаем следующее равновесное значение:

$$m = 1 + F(0)\varphi_0 j_0. \tag{12}$$

Здесь φ_0 — высота барьера при равновесии, j_{s0} — ток насыщения в отсутствии разогрева

$$F(0) = \Psi_1(0)\Phi_p + \Psi_2(0)\Phi_e,$$

где Φ_p и Φ_e зависят от размеров образца и граничных условий на тепловых контактах. Отсюда вытекает следующий важный вывод: тепловые размерные эффекты влияют на коэффициент неидеальности ВАХ p–n-перехода.

Если разогревом пренебречь, для чего в формулах (11) и (12) необходимо положить $\Phi_\epsilon = \Phi_p = 0$, то для коэффициента неидеальности получим общепринятый результат: $m = 1$.

Если греются только носители, тогда

$$\Phi_p = 0, \quad F = \Phi_e \frac{e(\varphi_0 - U)}{k_0 T_e^2},$$

и для коэффициента неидеальности получим

$$m = \frac{1 + \Phi_e (j + j_s)(\varphi_0 - U)/k_0 T_e^2}{\frac{T_0}{T_e} + \Phi_e \frac{e(\varphi_0 - U)}{k_0 T_e^2} j \frac{k_0 T_e}{e}}. \tag{13}$$

Особый интерес представляет сильное электрон-фононное взаимодействие. В этом случае установится единая температура: $T_e = T_p = T_0$. Для длинного диода с идеальными тепловыми контактами ($k_{e,p} a \gg 1$, $\eta_{e,p} \to 0$) из (11) получим

$$m = 1 + \frac{e\varphi_0^2 j_s}{k_0 T_0^2} \frac{a}{\varkappa_e}. \tag{14}$$

Увеличение поверхностного теплового сопротивления (такое условие, например, реализуется в экспериментах [6,7]) может привести к резкому росту m за счет усиления тепловых размерных эффектов.

Таким образом, тепловые размерные эффекты проявляются не только в тонких пленках, но и в массивных образцах с $p-n$-переходами. Если в однородных образцах тепловые размерные эффекты проявлялись как поправки на проводимость [10], то в $p-n$-переходе она проявляется гораздо сильнее. Причина такой сильной зависимости заключается в том, что ток в потенциальных барьерах зависит от температуры экспоненциальным образом. Поэтому незначительное изменение температуры носителей и фононов существенно влияет на ВАХ и, в частности, на коэффициент неидеальности $p-n$-перехода.

Список литературы

[1] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., 1965).
[2] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
[3] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1973).
[4] F. Berz. Sol. St. Electron., **16**, 1067 (1973).
[5] А.И. Вейнгер, Л.Г. Парицкий, Э.А. Акопян, Г. Дадамирзаев. ФТП, **9**, 216 (1975).
[6] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **22**, 2001 (1988).
[7] Н.А. Аблязимова, А.И. Вейнгер, В.С. Питанов. ФТП, **26**, 2001 (1992).
[8] С.П. Ашмонтас, А.П. Олекас, Э.И. Ширмулис. ФТП, **19**, 807 (1985).
[9] С.П. Ашмонтас, А.П. Олекас. Лит. физ. сб., **20**, 39 (1980).
[10] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках* (М., 1984).
[11] Г. Гулямов, С.Х. Шамирзаев. ФТП, **15**, 1858 (1981).
[12] Ю.Г. Гуревич, Г.Н. Логвинов. ФТП, **26**, 1945 (1992).

Редактор В.В.Чалдышев

Coefficient of non ideality of $p-n$ junctions under heating charge carriers and phonons

G. Gulyamov, K.B. Umarov

Industial-Technological Institute, 716003 Namangan, Uzbekistan

The current through $p-n$ junction has been calculated, heating charge carriers and phonons being taken into account. An analytical form of the non ideality coefficient is obtained. It is shown that the consideration of the heating of carriers and phonons due to the Pelte effect inevitably results in the non ideality factor difference from unity. It has been found that the size thermal effects exert influence on the voltage-current characteristic and the non ideality coefficient even in the case of a massive $p-n$ junction, and that in the rectifying structures, having the potential barrier, the size thermal effects are stronger than in homogeneous samples.