

# Обратный ток варизонной $p-n$ -структуры с немонотонной координатной зависимостью ширины запрещенной зоны

© Б.С. Соколовский

Львовский национальный университет им. Ив. Франко,  
79602 Львов, Украина

(Получена 6 февраля 2001 г. Принята к печати 5 апреля 2001 г.)

Теоретически проанализированы особенности обратного тока варизонной  $p-n$ -структуры, в которой ширина запрещенной зоны линейно возрастает с увеличением расстояния от металлургической границы. Показано, что за счет варизонности можно значительно уменьшить обратный ток  $p-n$ -перехода, связанный с тепловой генерацией носителей в базовых областях структуры и на омических контактах. Предсказана возможность возникновения в случае больших градиентов ширины запрещенной зоны на обратной ветви вольт-амперной характеристики участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

## 1. Введение

При разработке пороговых фотодиодных детекторов для регистрации слабого электромагнитного излучения, в частности инфракрасного (ИК) диапазона, одной из важных проблем является понижение обратного тока (ОТ), определяющего обнаружительную способность фотоприемников [1]. Традиционный способ уменьшения диффузионной компоненты ОТ  $p-n$ -перехода, обусловленной тепловой генерацией носителей в базовой области и на контактах, состоит в увеличении уровня легирования всей базы или ее приконтактных областей [2]. Однако уменьшение времени жизни носителей заряда с ростом степени легирования, а также сужение запрещенной зоны при сильном легировании полупроводника накладывает ограничения на предельные возможности данного метода понижения ОТ. Поэтому поиск новых способов уменьшения ОТ является актуальной задачей полупроводниковой фотоэлектроники. В этой связи весьма перспективным представляется использование "инженерии зонной диаграммы" не только для создания высокочувствительных фоторезисторов [3–6], но и фотодиодных приемников, обладающих низкими темновыми ОТ. Об этом свидетельствуют, в частности, результаты аналитического расчета ОТ полупроводникового диода с широкозонным слоем в базовой области [7] и численного моделирования чувствительности фотодиода с приконтактными варизонными слоями [8].

В данной работе теоретически доказывается возможность значительного уменьшения в  $p-n$ -структурах ОТ, связанного с тепловой генерацией носителей в базовых областях и на контактах, за счет плавного увеличения ширины запрещенной зоны от металлургической границы  $p-n$ -перехода.

## 2. Энергетическая диаграмма варизонной $p-n$ -структуры

Будем рассматривать варизонную  $p-n$ -структуру, однородно легированную акцепторными и донорными примесями с концентрациями  $N_a$  и  $N_d$  в областях

$-d_p \leq x < 0$  и  $0 < x \leq d_n$  соответственно, в которых ширина запрещенной зоны  $E_g$  и электронное сродство  $\chi$  линейно изменяются с координатой, причем минимум  $E_g$  достигается на металлургической границе ( $x = 0$ ) (рис. 1, *a*). Для расчета токопрохождения через такую структуру необходимо знать координатные профили дна зоны проводимости  $E_c$  и потолка валентной зоны  $E_v$ , которые при заданных зависимостях  $E_g(x)$  и  $\chi(x)$  определяются пространственным распределением электростатического потенциала  $\varphi$  [9]:

$$E_c = E_0 - \chi - e\varphi, \tag{1}$$

$$E_v = E_0 - \chi - E_g - e\varphi, \tag{2}$$

где  $E_0$  — положение уровня вакуума.

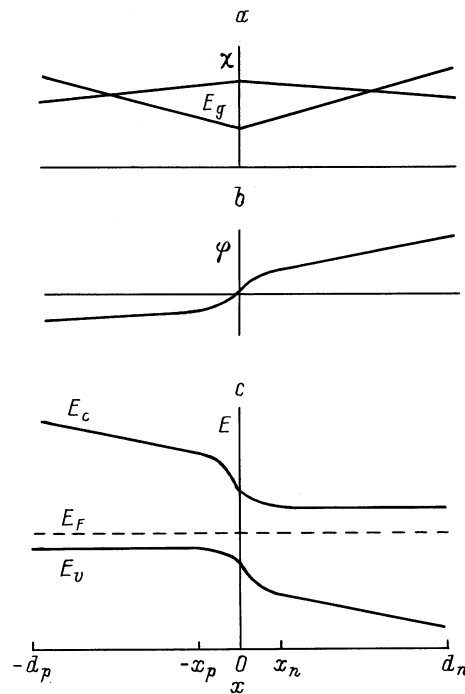


Рис. 1. Координатные профили ширины запрещенной зоны и электронного сродства (*a*), электростатического потенциала (*b*) и равновесная энергетическая диаграмма рассматриваемой варизонной  $p-n$ -структуры (*c*).

В рассматриваемой варизонной  $p$ - $n$ -структуре можно выделить область объемного заряда (ОПЗ) ( $-x_p \leq x \leq x_n$ ) и квазинейтральные базовые области ( $-d_p < x \leq -x_p$ ,  $x_n \leq x < d_n$ ). В предположении выполнения невырожденной статистики и малости концентраций неосновных носителей по сравнению с  $N_a$  и  $N_d$ , концентрации равновесных основных носителей в квазинейтральных областях определяются выражениями

$$p_p^{(0)} = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{kT}\right) \cong N_a, \quad (3)$$

$$n_n^{(0)} = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right) \cong N_d, \quad (4)$$

где  $N_c, N_v$  — эффективные плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости, которые принимаются независимыми от координаты,  $E_F$  — положение уровня Ферми.

Из (1)–(4) следует, что в квазинейтральных базовых областях существуют однородные электрические поля, определяемые выражениями

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{1}{e} \left( \frac{dE_g}{dx} + \frac{\chi}{dx} \right), \quad (5)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{1}{e} \frac{d\chi}{dx}, \quad (6)$$

для  $p$ - $n$ -области соответственно, т. е. в базовых областях варизонной структуры потенциал линейно изменяется с координатой (рис. 1, б).

Пространственное распределение электростатического потенциала в ОПЗ ( $-x_p \leq x \leq x_n$ ) в приближении модели полностью истощенного контактного слоя описывается уравнением

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [N_a\theta(x) - N_d\theta(-x)], \quad (7)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость варизонного полупроводника, которую будем считать независимой от координаты,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\theta$  — единичная функция ( $\theta(z) = 0$  при  $z < 0$ ,  $\theta(z) = 1$  при  $z \geq 0$ ).

Решая уравнения (7) с граничными условиями, вытекающими из (5) и (6), и полагая  $\varphi = 0$  при  $x = 0$ , будем иметь

$$\varphi(x) = \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} x^2 + \left[ \frac{eN_ax_p}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{kT}{e} (\beta_p + \gamma_p) \right] x \quad \text{при } -x_p \leq x \leq 0, \quad (8)$$

$$\varphi(x) = -\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} x^2 + \left[ \frac{eN_dx_n}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{kT}{e} \beta_n \right] x \quad \text{при } 0 \leq x \leq x_n. \quad (9)$$

Фигурирующие в (8) и (9) приведенные (нормированные на  $kT$ ) градиенты электронного сродства

$$\beta_p = -\frac{1}{kT} \frac{d\chi}{dx} \Big|_{x<0}, \quad \beta_n = \frac{1}{kT} \frac{d\chi}{dx} \Big|_{x>0} \quad (10)$$

для каждого конкретного варизонного полупроводника определенным образом связаны с приведенными градиентами ширины запрещенной зоны

$$\gamma_p = -\frac{1}{kT} \frac{dE_g}{dx} \Big|_{x<0}, \quad \gamma_n = \frac{1}{kT} \frac{dE_g}{dx} \Big|_{x>0}, \quad (11)$$

в частности, для варизонного твердого раствора CdHgTe согласно экспериментальным данным [10],  $\beta_{p,n} \cong -2/3\gamma_{p,n}$ .

Полное падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе  $\varphi(x_n) - \varphi(-x_p)$  складывается из напряжения источника  $U$  ( $U < 0$  при обратных смещениях) и контактной разности потенциалов  $U_c$ , которая равна приведенной к единичному заряду разности термоэлектронных работ выхода, соответствующих границам ОПЗ:

$$U_c = U_{c0} + \frac{kT}{e} [(\beta_p + \gamma_p)x_{p0} - \beta_n x_{n0}], \quad (12)$$

где  $U_{c0} = (kT/e) \ln(N_a N_d / n_{i0}^2)$ ,  $n_{i0}$  — собственная концентрация носителей заряда при  $x = 0$ ,  $x_{p0}$ ,  $x_{n0}$  — значения  $x_p$ ,  $x_n$  при  $U_0$ . Из (8)–(9) получаем

$$U_c - U = U_p + U_n = \frac{eN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} x_p^2 + \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} x_n^2 + \frac{kT}{e} [(\beta_p + \gamma_p)x_p - \beta_n x_n], \quad (13)$$

где  $U_p = -\varphi(-x_p)$ ,  $U_n = \varphi(x_n)$  — падения напряжения на участках ОПЗ, расположенных в  $p$ - и  $n$ -областях соответственно.

Используя соотношение

$$x_n N_d = x_p N_a + \frac{kT\varepsilon\varepsilon_0}{e^2} (\beta_p + \beta_n + \gamma_p), \quad (14)$$

вытекающее из условия непрерывности напряженности электрического поля при  $x = 0$ , и принимая во внимание (13), получаем необходимые для последующего расчета ОТ выражения для толщин слоев объемного заряда в  $p$ - и  $n$ -областях варизонной  $p$ - $n$ -структуры:

$$x_p = L_{Dp}^2 \left[ -\beta_p - \gamma_p + \sqrt{\frac{2e}{kT} \frac{U_c + U_{\nabla} - U}{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}} \right], \quad (15)$$

$$x_n = L_{Dn}^2 \left[ \beta_n + \sqrt{\frac{2e}{kT} \frac{U_c + U_{\nabla} - U}{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}} \right], \quad (16)$$

причем контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе на основании (12) равна

$$U_c = U_{c0} - 2U_{\nabla} + \frac{kT}{e} \delta \left[ \delta + \sqrt{\frac{2e}{kT} (U_{c0} - U_{\nabla}) + \delta^2} \right]. \quad (17)$$

В выражениях (15)–(17) введены обозначения

$$L_{Dp,n} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N_{a,d}}}, \quad U_{\nabla} = \frac{kT}{2e} [L_{Dp}^2 (\beta_p^2 + \gamma_p^2) + L_{Dn}^2 \beta_n^2],$$

$$\delta = \frac{(\beta_p + \gamma_p)L_{Dp}^2 - \beta_n L_{Dn}^2}{\sqrt{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}}. \quad (18)$$

Энергетическая диаграмма рассматриваемой варизонной  $p-n$ -структуры схематически изображена на рис.1, с. Характерной ее особенностью является наличие при  $x = 0$  изломов на координатных зависимостях границ зон разрешенных энергий, что является следствием скачка градиентов ширины запрещенной зоны и электронного сродства в этой точке.

### 3. Особенности диффузионно-дрейфового обратного тока варизонной $p-n$ -структуры

В варизонной  $p-n$ -структуре ОТ, связанный с тепловой генерацией носителей в базовых областях варизонной  $p-n$ -структуры и на контактах, является по своей природе диффузионно-дрейфовым током, ввиду присутствия в варизонном полупроводнике квазиэлектрических полей, пропорциональных градиентам границ зоны проводимости и валентной зоны для полупроводника  $n$ - и  $p$ -типа проводимости соответственно. Плотности электронного  $j_n$  и дырочного  $j_p$  токов, а точнее их проекции на ось  $x$ , в  $p$ - и  $n$ -квазинейтральных областях определяются выражениями [11]

$$j_n = kT\mu_n \left[ \frac{dn_p}{dx} - \gamma_p n_p \right], \quad (19)$$

$$j_p = -kT\mu_p \left[ \frac{dp_n}{dx} - \gamma_n p_n \right], \quad (20)$$

где  $n_p, p_n$  — концентрации неравновесных электронов и дырок в  $p$ - и  $n$ -базовых областях;  $\mu_n, \mu_p$  — подвижности электронов и дырок, которые принимаются независимыми от координаты;  $\gamma_n, \gamma_p$  определяются равенствами (11).

Координатные зависимости концентрации неравновесных неосновных носителей в базовых областях можно найти из уравнений непрерывности, которые с учетом (19) и (20) имеют вид

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \gamma_p \frac{dn_p}{dx} - \frac{n_p}{L_n^2} = -\frac{n_{i0}^2}{L_n^2 N_a} \exp(\gamma_p x)$$

при  $-d_p \leq x \leq -x_p$ , (21)

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} + \gamma_n \frac{dp_n}{dx} - \frac{p_n}{L_p^2} = -\frac{n_{i0}^2}{L_p^2 N_d} \exp(-\gamma_n x)$$

при  $x_n \leq x \leq d_n$ , (22)

где  $L_n, L_p$  — диффузионные длины электронов и дырок, которые предполагаются постоянными в структуре,

$n_{i0}$  — собственная концентрация носителей заряда на металлургической границе  $p-n$ -перехода ( $x = 0$ ).

Уравнения (21) и (22) дополняем граничными условиями

$$n_p(-d_p) = \frac{n_{i0}^2}{N_a} \exp(-\gamma_p d_p), \quad (23)$$

$$p_n(d_n) = \frac{n_{i0}^2}{N_d} \exp(-\gamma_n d_n), \quad (24)$$

соответствующими омическим контактам, и

$$n_p(-x_p) = \frac{n_{i0}^2}{N_a} \exp(-\gamma_p x_p) \exp \frac{eU}{kT}, \quad (25)$$

$$p_n(x_n) = \frac{n_{i0}^2}{N_d} \exp(-\gamma_n x_n) \exp \frac{eU}{kT}, \quad (26)$$

которые следуют из Больцмановской связи между концентрациями неосновных носителей на границах ОПЗ в равновесии и при приложении напряжения  $U$  (как и ранее, считается, что  $U < 0$  для обратных смещений).

В пренебрежении током генерации носителей в ОПЗ ОТ варизонной  $p-n$ -структуры можно рассчитать как сумму диффузионно-дрейфовых токов неосновных носителей заряда на границах ОПЗ, т. е.

$$j_r = j_n(-x_p) + j_p(x_n). \quad (27)$$

Определив из (21)–(26) координатные распределения неравновесных носителей, на основании (19), (20) и (27) получаем такое выражение для диффузионно-дрейфового ОТ варизонного  $p-n$ -перехода:

$$j_r(U) = (j_r^p + j_r^n) \exp \left[ \left( -\frac{e|U|}{kT} \right) - 1 \right], \quad (28)$$

где

$$j_r^{p,n} = \frac{en_{i0}^2 L_{n,p}^2}{2\tau_{n,p} N_{a,d}} \left[ \sqrt{\gamma_{p,n}^2 + 4L_{n,p}^{-2}} \right. \\ \left. \times \operatorname{cth} \left( \frac{(d_{p,n} - x_{p,n}) \sqrt{\gamma_{p,n}^2 + 4L_{n,p}^{-2}}}{2} \right) - \gamma_{p,n} \right] \\ \times \exp(-\gamma_{p,n} x_{p,n}). \quad (29)$$

В (29), исходя из соотношений  $L_{n,p}^2 = (kT/e)\mu_{n,p}\tau_{n,p}$ , введены времена жизни электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p$  в  $p$ - и  $n$ -базовых областях.

При  $\gamma_p = \gamma_n = 0$  из (29), как частные случаи, получаются известные формулы для диффузионного ОТ в гомозонном  $p-n$ -переходе [2].

Заметим, что, хотя перенос носителей в квазинейтральных базовых областях определяется только градиентом ширины запрещенной зоны, градиент электронного сродства также оказывает влияние на ОТ, а именно посредством воздействия на толщины слоев ОПЗ.

Из (29) следует, что с ростом градиента  $E_g$  происходит монотонное уменьшение слагаемых ОТ, соответствующих  $p$ - и  $n$ -базовым областям. В случае сильных

квазиэлектрических полей ( $\gamma_{n,p} \gg L_{p,n}^{-1}$ ) и далеко расположенных омических контактов ( $d_{n,p} \gg x_{n,p}^{-1}$ ) выражения для  $j_r^p$ ,  $j_r^n$  сводятся к следующим:

$$j_r^{p,n} = \frac{en_{i0}^2}{\tau_{n,p}\gamma_{p,n}N_{a,d}} \exp(-\gamma_{p,n}x_{p,n}), \quad (30)$$

т.е. характер уменьшения ОТ с ростом градиентов  $E_g$  изменяется от степенного (при  $\gamma_{n,p} \ll x_{n,p}^{-1}$ ) до экспоненциального (при  $\gamma_{n,p} \gtrsim x_{n,p}^{-1}$ ).

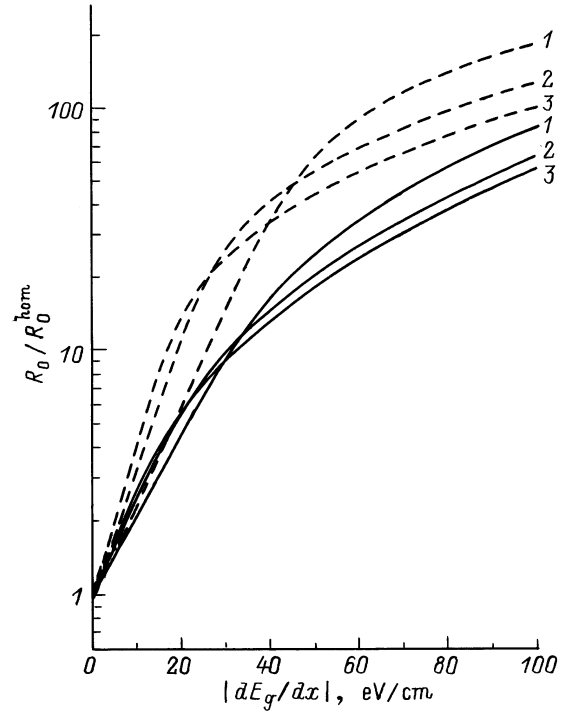
Можно выделить три фактора, обуславливающих уменьшение ОТ в варизонном  $p$ - $n$ -переходе по сравнению с его гомозонным аналогом. Во-первых, при увеличении ширины запрещенной зоны от металлургической границы структуры происходит снижение в базовых областях темпа тепловой генерации носителей вследствие уменьшения концентрации последних. Во-вторых, ввиду того что характерными длинами в распределении неравновесных носителей на участках базы, примыкающих к ОПЗ, являются, как следует из решений уравнений (21) и (22), диффузионно-дрейфовые длины "против квазиэлектрического поля"  $L_{n,p}^* = 2 / (\gamma_{p,n} + \sqrt{\gamma_{p,n}^2 + 4L_{n,p}^{-2}}) < L_{n,p}$ , протяженность областей в  $p$ - и  $n$ -частях структуры, дающих вклад в ОТ, сокращается. Наконец, уменьшается влияние генерации носителей на контактах как за счет эффективного удаления контактов (в  $L_{n,p}/L_{n,p}^*$  раз), так и вследствие снижения эмиссионной способности контактов, которая уменьшается при увеличении ширины запрещенной зоны в примыкающих к ним областях.

Используя (29), можно рассчитать влияние варизонности на такой важный параметр пороговых фотоприемников, как дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$ -структуры при нулевом смещении  $R_0 = [Adj_r/dU]^{-1}|_{U=0}$  ( $A$  — площадь перехода), обусловленное рассматриваемым диффузионно-дрейфовым механизмом токопереноса. В частности, при  $L_{p,n}^{-1}, d_{n,p}^{-1} \ll \gamma_{n,p} \ll x_{n,p}^{-1}$  имеем

$$\frac{R_0}{R_0^{\text{hom}}} = \frac{\gamma_n \gamma_p}{\zeta \gamma_n L_n^{-1} + \gamma_p L_p^{-1}} \left( \zeta \text{cth} \frac{d_p - x_p^0}{L_n} + \text{cth} \frac{d_n - x_n^0}{L_p} \right), \quad (31)$$

где  $R_0^{\text{hom}}$  — дифференциальное сопротивление при нулевом смещении гомозонной  $p$ - $n$ -структуры с шириной запрещенной зоны, равной  $E_g(0)$ , и всеми остальными параметрами, такими же, как у варизонной  $p$ - $n$ -структуры;  $\zeta = \tau_p L_n N_d / \tau_n L_p N_a$  — отношение электронной и дырочной слагаемых ОТ гомозонной  $p$ - $n$ -структуры с толстыми базовыми областями ( $d_{n,p} \gg L_{p,n}$ );  $x_p^0, x_n^0$  — толщины слоев ОПЗ в  $p$ - и  $n$ -частях гомозонной  $p$ - $n$ -структуры, которые определяются выражениями (15) и (16) при  $\gamma_{p,n} = \beta_{p,n} = 0$ .

Как следует из (31), в условиях доминирования электронной компоненты ОТ как в варизонной, так и соответствующей ей гомозонной структурах, т.е. когда справедливо неравенство  $\zeta \gg \text{cth} [(d_n - x_n^0)/L_p] / \text{cth} [(d_p - x_p^0)/L_p]$ ,  $\gamma_p L_n / \gamma_n L_p$ , относительное увеличение  $R_0$  оказывается



**Рис. 2.** Зависимость дифференциального сопротивления при нулевом смещении от градиента ширины запрещенной зоны для варизонной  $p$ - $n$ -структуры на основе твердого раствора переменного состава CdHgTe с содержанием Cd на металлургической границе  $x_{\text{Cd}} = 0.3$  при  $T = 77$  К,  $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma_p = \gamma_n$ ,  $d_p = d_n$  и различных толщинах базовых областей, мкм: 1 — 10, 2 — 15, 3 — 20. Сплошные линии соответствуют концентрации примесей в  $n$ -области  $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , штриховые —  $N_d = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

пропорциональным  $\gamma_p L_n \text{cth}[(d_p - x_p^0)/L_n]$ ; при преобладании дырочного тока, когда выполняется обратное неравенство,  $R_0/R_0^{\text{hom}} \cong \gamma_n L_p \text{cth}[(d_n - x_n^0)/L_p]$ . Так как квазиэлектрическое поле сильнее воздействует на перенос неосновных носителей, характеризующихся большей диффузионной длиной [11], вполне понятно, почему влияние варизонности на  $R_0$  проявляется заметнее в тонких структурах, в которых ОТ определяется более подвижными носителями.

С переходом в область градиентов ширины запрещенной зоны, при которых перепад последней на участках ОПЗ в  $n$ - и  $p$ -частях структуры оказывается порядка или больше  $kT$  ( $\gamma_{n,p} \gtrsim x_{n,p}^{-1}$ ), увеличение  $R_0$  определяется главным образом понижением концентрации неосновных носителей на границе ОПЗ вследствие увеличения ее толщины. Это приводит к смене линейного характера роста  $R_0$  на экспоненциальный с показателем, увеличивающимся при понижении концентрации примесей в базовых областях.

В качестве примера на рис. 2 показана зависимость от градиента  $E_g$  дифференциального сопротивления при нулевом смещении фотодиода для среднего ИК диапазона на основе несимметричного легированного ( $N_a \neq N_d$ ) варизонного твердого раствора CdHgTe, которая норми-

рована на  $R_0^{\text{hom}}$  фотодиода из соответствующего гомозонного материала. При расчетах принималось равенство времен жизни электронов и дырок, а значения диффузионных длин электронов и дырок при  $T = 77$  К выбирались соответственно равными 30 и 10 мкм [12,13]. Кроме того, использовалось соотношение  $\beta_{p,n} = -2/3\gamma_{p,n}$ , которое, как указывалось выше, выполняется в случае варизонного CdHgTe [10]. Как видно из рис. 2, даже при относительно небольших градиентах  $E_g$  можно достичь существенного увеличения  $R_0$ , особенно в тонкослойных структурах с сильно легированной  $n$ -областью.

Заметим, что на практике для обеспечения эффективного поглощения света толщина базовых областей фотодиода должна быть не менее обратного коэффициента поглощения света [14], что учтено при проведении расчетов, представленных на рис. 2. В то же время отсутствует принципиальное ограничение на величины перепадов ширины запрещенной зоны в базовых областях. Помимо расширения спектрального диапазона чувствительности фотодиода, увеличение этих перепадов при заданных толщинах базовых областей за счет возрастания квазиэлектрических полей содействует переносу неосновных носителей заряда в узкозонную область, где сосредоточена ОПЗ [15,16].

Важной особенностью варизонных  $p-n$ -структур с немонотонной координатной зависимостью ширины запрещенной зоны является возможность реализации немонотонных полевых зависимостей ОТ, что связано с расширением ОПЗ при увеличении обратного смещения и, как результат, с уменьшением концентрации неосновных носителей на границе ОПЗ. В области градиентов  $E_g$ , определяемых неравенством  $\gamma_{n,p} \gg d_{n,p}^{-1}, L_{p,n}^{-1}$ , произведение дифференциального сопротивления  $R$  на площадь  $p-n$ -перехода  $A$  при  $|eU| \gg kT$  определяется на основании (15), (16) и (29) выражением

$$(RA)^{-1} = en_0^2 \eta(U) \times \left[ \frac{L_{Dp}^2}{\tau_n N_a} \exp(-\gamma_p x_p) + \frac{L_{Dn}^2}{\tau_p N_d} \exp(-\gamma_n x_n) \right]. \quad (32)$$

Здесь приведенная скорость изменения с напряжением толщин слоев объемного заряда в  $p$ - и  $n$ -частях структуры  $\eta(U)$  выражается через определенные равенства (17) и (18) величины

$$\eta(U) = \frac{1}{L_{Dp}^2} \frac{dx_p}{dU} = \frac{1}{L_{Dn}^2} \frac{dx_n}{dU} = - \sqrt{\frac{e}{2kT} \frac{1}{(L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2)(U_c + U_{\nabla}) - U}}. \quad (33)$$

Для заметного проявления немонотонной зависимости ОТ от напряжения необходимо выполнение условия  $\gamma_{n,p} \gtrsim x_{n,p}^{-1}$ . При этом абсолютная величина отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), так же как и  $R_0$ , экспоненциально возрастает с увеличением

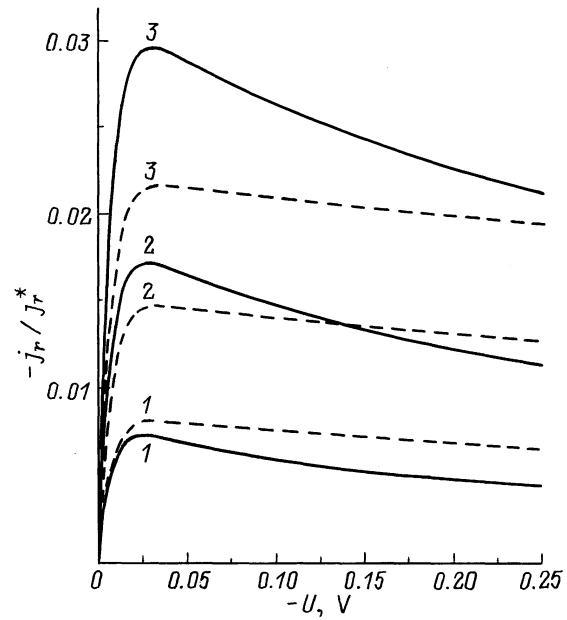


Рис. 3. Зависимость диффузионно-дрейфового обратного тока от напряжения для варизонной  $p-n$ -структуры на основе твердого раствора CdHgTe с перепадом состава от  $x_{Cd} = 0.3$  до  $x_{Cd} = 0.4$  при тех же значениях параметров, что и на рис. 2.

градиента  $E_g$  в той области  $p-n$ -структуры, которая дает наибольший вклад в ОТ. Начало участка ОДС для случая симметричной варизонной структуры ( $\gamma_p = \gamma_n, N_a = N_d$ ) в наиниже по  $U/(U_c + U_{\nabla})$  приближении соответствует напряжению

$$U \cong -\frac{kT}{e} \ln \left[ 1 + \frac{2}{\gamma_p L_{Dp}} \sqrt{\frac{e}{kT} (U_c + U_{\nabla})} \right], \quad (34)$$

т.е. чем больший градиент  $E_g$  и меньшие концентрации примеси в базовых областях, тем раньше появляется участок ОДС.

На рис. 3 показаны зависимости диффузионно-дрейфового ОТ от напряжения для варизонной  $p-n$ -структуры на основе CdHgTe с фиксированным перепадом состава ( $x_{Cd}(0) = 0.3, x_{Cd}(-d_p) = x_{Cd}(d_n) = 0.4$ ), которые нормированы на ОТ  $j_r^* = en_0^2 L_n / \tau_n N_a + en_0^2 L_p / \tau_p N_d$  гомозонного  $p-n$ -перехода с толстыми базовыми областями ( $d_{n,p} \gg L_{p,n}$ ). При использованных значениях параметров варизонной структуры наиболее выраженный участок ОДС формируется, как видно из рис. 3, в случае слабо легированной  $n$ -области и наибольшей толщины, т.е. при наименьшем градиенте  $E_g$ , что объясняется увеличением при утоньшении базы относительного вклада в ОТ электронной компоненты (из-за влияния близко расположенного омического контакта), которая слабее зависит от напряжения (так как при  $N_a > N_d$   $x_p < x_n$ ). Очевидно, что для экспериментального обнаружения ОДС на обратной ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) необходимо, чтобы диффузионно-дрейфовая компонента ОТ была преобладающей. Так как в рассматриваемом диапазоне напряжений (0–0.25 В)

можно пренебречь туннельной компонентой ОТ [17], для проявления ОДС на ВАХ необходимо обеспечить малые значения ОТ, связанного с генерацией носителей в ОПЗ. Заметим, что подобные по форме, но другие по своему происхождению, падающие участки на ВАХ обнаружены в резких гетероструктурах CdHgTe в условиях эффекта экстракции носителей заряда [18].

#### 4. Заключение

Проведенное в настоящей работе теоретическое исследование модели варизонной  $p-n$ -структуры с линейно увеличивающейся от металлургической границы шириной запрещенной зоны показало возможность значительного уменьшения ОТ, связанного с тепловой генерацией носителей в базовых областях структуры и на омических контактах. В случае больших градиентов ширины запрещенной зоны (когда перепад последней на участках ОПЗ в  $n$ - и  $p$ -областях варизонной структуры оказывается сравнимым или больше  $kT$ ) на обратной ветви ВАХ, формирующейся в условиях преобладания диффузионно-дрейфового механизма токопереноса, образуется участок с ОДС. Установленные закономерности ОТ в сочетании с тем фактом, что внутреннее квазиэлектрическое поле способствует увеличению коэффициента собирания фотоносителей [15], указывает на перспективность использования рассмотренных варизонных структур для создания высокочувствительных фотоприемников.

#### Список литературы

- [1] *Фотоприемники видимого и инфракрасного диапазона*, под ред. Р.Дж. Кнесса (М., Радио и связь, 1985).
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*, пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица (М., Мир, 1984).
- [3] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. *ФТП*, **13**, 1452 (1979).
- [4] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. *ФТП*, **31**, 3 (1997).
- [5] В.М. Осадчий, А.О. Сусяков, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий. *ФТП*, **33**, 293 (1999).
- [6] В.А. Холоднов, А.А. Другова. *Письма в ЖТФ*, **26** (5), 49 (2000).
- [7] Б.С. Соколовский. *Письма ЖТФ*, **26** (7), 51 (2000).
- [8] В.В. Васильев, Д.Е. Есаев, Ф.А. Кравченко, В.М. Осадчий, А.О. Сусяков. *ФТП*, **34**, 877 (2000).
- [9] А.Н. Marshak, К.М. Vliet. *Sol. St. Electron.*, **21**, 417 (1978).
- [10] D. Eich, K. Ortner, U. Groh, Z.H. Chen, C.R. Becker, G. Landwehr, R. Fink, E. Umbach. *Phys. St. Sol. (a)*, **173**, 261 (1999).
- [11] О.В. Константинов, Г.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 720 (1976).
- [12] *Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds*, ed. by P. Capper (INSPEC, 1994).
- [13] J. Franc, E. Belas, R. Grill, A. Toth, H. Sitter, P. Moravec, P. Höschl. *Proc. SPIE*, **3182**, 207 (1997).
- [14] J. Piotrowski, W. Gawton. *Infr. Phys. Technol.*, **38**, 63 (1997).
- [15] Г.В. Царенков. *ФТП*, **9**, 253 (1975).
- [16] *Heterojunction Band Discontinuities. Physics and Device Applications*, ed. by F. Capasso, G. Margaritondo (Elsevier Science Publication B.V., 1987).

- [17] A. Schenk, M. Stahl, H.-J. Wünsche. *J. Cryst. Growth*, **101**, 350 (1990).
- [18] I.M. Baker, M.P. Hastings, L.G. Hipwood, C.L. Jones, P. Knowles. *III-Vs Review*, **9** (2), 50 (1996).

Редактор Л.В. Беляков

#### Reverse current of variable-gap $p-n$ -structure with nonmonotonous coordinate dependence of band gap

B.S. Sokolovskii

Ivan Franko National University of Lviv,  
79602 Lviv, Ukraine

**Abstract** Peculiarities of reverse current of variable-gap  $p-n$ -structure in which band gap linearly enlarges with increasing the distance from structure metallurgical edge are analyzed theoretically. It is shown that by means of band gap grading one can significantly reduce the reverse current related to the carrier thermal generation in base regions and at Ohmic contacts. The possibility of formation on reverse branch of voltage-current characteristic of a portion with negative differential resistance in the case of large band gap gradients is predicted.