

УДК 53.089.5:621.383.52

## Аналитический расчет темновых вольт-амперных характеристик фотодиода с гетеропереходом в базовой области

Б. С. Соколовский, В. К. Писаревский

Институт прикладной физики Львовского национального университета им. Ив. Франко, г. Львов, Украина

*Получено аналитическое выражение для темновых вольт-амперных характеристик (ВАХ) фотодиода с гетеропереходом в базовой области. Показано, что пространственная неоднородность ширины запрещенной зоны в базовой области позволяет значительно уменьшить обратный ток, связанный с термической генерацией носителей как в базовой области, так и на контакте. В случае, когда широкозонный слой удален от металлургической границы  $p-n$ -перехода на расстояние порядка толщины области объемного заряда, на обратной ветви ВАХ возможно появление участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.*

Важной проблемой, стоящей при разработке полупроводниковых различных приборов на основе  $p-n$ -переходов, в частности фотодиодов для регистрации слабых потоков ИК-излучения, является снижение обратных токов в целях увеличения чувствительности приборов. В случае, когда обратный ток полупроводникового диода имеет диффузионный характер, т. е. определяется термической генерацией носителей в базовой области, традиционный способ снижения величины обратного тока  $p-n$ -перехода состоит в увеличении степени легирования базы [1]. Однако уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда, происходящее с ростом концентрации легирующей примеси, накладывает ограничение на предельные возможности данного способа понижения обратного тока. К тому же, в случае диодов с тонкой базой сильное легирование, в том числе неоднородное, характеризующееся повышенной концентрацией примесей у омического контакта, не может противодействовать значительному увеличению обратного тока, связанного с генерацией носителей на контакте. В работе [2] численными расчетами применительно к фотодиоду на основе  $HgCdTe$  была продемонстрирована возможность существенного уменьшения обратного тока за счет создания в базовой области широкозонного слоя. Для того чтобы без привлечения трудоемкого численного моделирования можно было прогнозировать влияние изменения параметров гетероперехода в базовой области на обратный темновой ток фотодиода, необходимо произвести аналитическое решение задачи о прохождении темнового тока через такой фотодиод, что является целью данной работы.

### Аналитическое описание модели фотодиода

Предположим, что базовая область фотодиода, для конкретности  $p$ -типа проводимости, однородно легированная акцепторными примесями с концентрацией  $N_a$ , содержит примыкающий к омическому контакту участок из полупроводникового материала с шириной запрещенной зоны  $E_{gl}$ , большей, чем ширина запрещенной области  $E_{gs}$  в остальной части полупроводникового

диола. Узкозонную и широкозонную области базы разделяет тонкий вари-зонный слой с толщиной  $d_{pv}$ . Для того чтобы не учитывать хорошо известное влияние на ВАХ гомозонной  $n$ -части базовой области [1], лежащей по другую сторону области пространственного заряда (ОПЗ), будем считать ее сильнолегированной ( $N_d \gg N_a$ ), т. е. наше рассмотрение будет ограничено случаем  $n^+ - p$ -структуры.

Пренебрегая дрейфовым током в гомозонных частях базовой  $p$ -области, координатное распределение концентрации неравновесных электронов  $n(x)$  на участках  $0 \leq x \leq d_{ps}$  и  $d_{ps} + d_{pv} \leq x \leq d_{ps} + d_{pv} + d_{pl}$ , можно найти из соответствующих уравнений непрерывности

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{1}{L_{ns,l}^2} \left( n - \frac{n_{is}^2}{N_a} \right) = 0, \quad (1)$$

где  $n_{is}$ ,  $n_{il}$  — собственные концентрации носителей заряда в узкозонной и широкозонной областях, которые имеют толщины  $d_{ps}$  и  $d_{pl}$ , соответственно. Диффузионные длины электронов в узкозонной и широкозонной областях в общем случае имеют разные значения, равные  $L_{ns}$ ,  $L_{nl}$ , и связаны с соответствующими коэффициентами диффузии электронов  $D_{ns, l}$  и временами их жизни  $\tau_{ns, l}$  соотношением  $L_{ns, l} = (D_{ns, l} \tau_{ns, l})^{1/2}$ .

Граничные условия к уравнениям (1), соответствующие плоскостям  $x = 0$  и  $x = d_p \equiv d_{ps} + d_{nv} + d_{nl}$ , имеют стандартный вид

$$n(0) = \frac{n_{is}^2}{N_a} \exp \frac{eU}{kT}, \quad (2)$$

где  $U$  — приложенное к  $p-n$ -переходу напряжение ( $U < 0$  при обратном смещении),

$$n(d_p) = \frac{n_{il}^2}{N_a}. \quad (3)$$

Граничные условия (2), (3) необходимо дополнить следующими соглашениями, которые следуют из условия постоянства электронного тока в вари-зонном слое и бальцмановского распределения носителей в вари-зонном слое [3]:

$$D_{ns} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=d_{ps}} = D_{nl} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=d_{ps} + d_{pv}}, \quad (4)$$

$$\frac{n(d_{ps})}{n(d_{ps} + d_{pv})} \equiv \zeta = \frac{N_c(d_{ps})}{N_c(d_{ps} + d_{pv})} \exp \left( \frac{E_{gl} - E_{gs}}{kT} \right), \quad (5)$$

где  $N_c = 2(2\pi m_n^* kT/h^2)^{3/2}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости;

$m_n^*$  — эффективная масса электронов, зависящая в общем случае от координаты.

Плотность тока  $j$  через  $p-n$ -структуру для случая сильнолегированной  $n$ -области с толщиной, что значительно превышает диффузионную длину электронов, практически совпадает с плотностью электронного тока в  $p$ -области на границе ОПЗ.

$$j \equiv -j_n(0) = -eD_{ns} \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=0}, \quad (6)$$

где, как обычно, направление прямого тока принято за положительное.

Определив из уравнений (1) с граничными условиями (2)—(5) координатное распределение концентрации неравновесных в гомозонных областях базы, на основе соотношения (6) получаем следующее выражение ВАХ для рассматриваемой  $n^+ - p$ -структуры

$$j(U) = \bar{j}_{rd} \left[ \exp \frac{eU}{kT} - 1 \right],$$

где

$$\bar{j}_{rd} = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a} \frac{\kappa \operatorname{ch} \frac{d_{ps}}{L_{ns}} \operatorname{ch} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} + \zeta \operatorname{sh} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} \operatorname{sh} \frac{d_{ps}}{L_{ns}}}{\kappa \operatorname{sh} \frac{d_{ps}}{L_{ns}} \operatorname{ch} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} + \zeta \operatorname{sh} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} \operatorname{ch} \frac{d_{ps}}{L_{ns}}} \quad (7)$$

модуль обратного диффузионного тока при  $e|U| \gg kT$ ,  $\kappa = L_{nl}\tau_{ns} / (L_{ns}\tau_{nl})$ .

### Обсуждение результатов

Из полученного выражения (7) следуют как частные случаи известные формулы для обратного диффузионного тока гомозонного  $n^+ - p$ -перехода [1, 4]:

$$j_{rd}^{hom} = j_r^* = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a};$$

$$j_{rd}^{hom} = \frac{eD_{ns}n_{is}^2}{L_{ns}N_a} \operatorname{cth} \frac{d_{ps}}{L_{ns}}, \quad (8)$$

которые соответствуют случаям толстой ( $d_{ps} \gg L_{ns}$ ) и тонкой ( $d_{ps} \leq L_{ns}$ ) однородной базовой области.

При  $\zeta \gg \kappa \operatorname{cth}(d_{ps}/L_{ns}) \operatorname{cth}(d_{pl}/L_{nl})$ ,  $\kappa \operatorname{th}(d_{ps}/L_{ns}) \operatorname{cth}(d_{pl}/L_{nl})$ ;  $e|U| \gg kT$  обратный диффузионный ток в линейном по  $\zeta^{-1}$  приближении определяется выражением

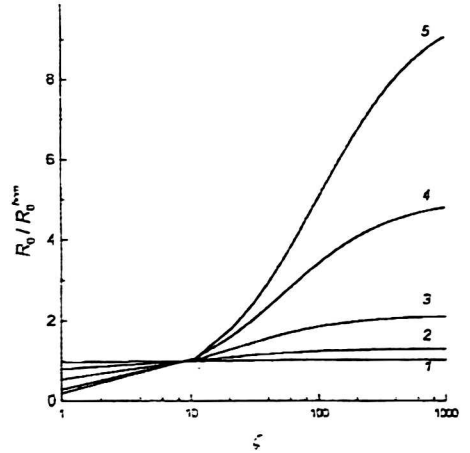
$$\bar{j}_{rd} = j_r^* \left[ \operatorname{th} \frac{d_{ps}}{L_{ns}} + \frac{\kappa}{\zeta} \frac{\operatorname{cth}(d_{pl}/L_{nl})}{\operatorname{ch}^2(d_{ps}/L_{ns})} \right]. \quad (9)$$

Как следует из (7) и (9), наличие в базовой области диода широкозонного участка, отдаленного от ОПЗ на расстояние порядка или меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда, приводит к уменьшению обратного тока  $p - n$ -перехода, причем при больших  $\zeta$  практически исключается отрицательное влияние на обратный ток омического контакта, если даже он расположен близко к ОПЗ ( $d_p \ll L_{ns}, L_{nl}$ ). При этом обратный ток оказывается меньшим минимального значения обратного тока полупроводникового диода с однородной базой, что является следствием уменьшения суммарного темпа термической генерации носителей в базовой области за счет присутствия в ней широкозонного слоя. Существенное уменьшение влияния омического контакта на обратный ток  $p - n$ -перехода связано с подавлением эмиссионной способности контакта, которая задается параметрами прилегающего к нему полупроводника, в первую очередь равновесной концентрацией неосновных носителей заряда (8).

На рис. 1 приведена зависимость от перепада ширины запрещенной зоны дифференциального сопротивления  $p - n$ -перехода при нулевом смещении

$R_0 = [Adj/dU]^{-1}|_{U=0}$  ( $A$  — площадь перехода), нормированного на дифференциальное сопротивление  $R_0^*$   $p$ - $n$ -перехода с гомозонной длинной базой (заметим, что этот параметр определяет эффективность ряда полупроводниковых приборов, в частности чувствительность пороговых фотодетекторов). Как видно из рис. 1, дифференциальное сопротивление тем больше, чем больший перепад ширины запрещенной зоны создан базовой области и чем ближе к ОПЗ расположен широкозонный участок.

Рис. 1. Зависимость дифференциального сопротивления при нулевом смещении от параметра  $\zeta$  при  $\kappa = 1$ ,  $L_{ns} = L_{nb}$ ,  $d_{pl} = 2L_{nb}$ ,  $d_{ps}/L_{ns} = 2$  (1); 1 (2); 0,5 (3); 0,2 (4); 0,1 (5); (1-5) — кривые



Как следует из (8) и (9), отношение дифференциальных сопротивлений  $p$ - $n$ -структур с гомозонной и гетерозонной базами и одинаковыми толщинами узкозонной области в случае  $d_{ps} \ll L_{ns}$ ,  $\zeta \gg \text{cth}(d_{pl}/L_{nl}) L_{ns}/d_{ps}$  равно

$$\frac{R_0^{het}}{R_0^{hom}} = \left( \frac{L_{ns}}{d_{ps}} \right)^2 \gg 1,$$

что свидетельствует о преимуществе  $p$ - $n$ -структуры с широкозонным слоем в базовой области по сравнению с  $p$ - $n$ -структурой с гомозонной базой.

Важной особенностью, присущей  $p$ - $n$ -структуре с широкозонным слоем в базовой области, является возможность реализации на обратной ветви ВАХ участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС). Поскольку обратное смещение приводит к уменьшению толщины квазинейтральной узкозонной области за счет расширения ОПЗ, то с ростом обратного напряжения уменьшается вклад узкозонной области в обратный ток, что ведет к уменьшению величины последнего. Для случая асимметричной  $n^+$ - $p$ -структуры, в которой толщина ОПЗ  $w$  практически совпадает с протяженностью ОПЗ в  $p$ -области, протяженность квазинейтральной узкозонной области уменьшается с приложенным напряжением согласно выражению [1]:

$$d_{ps} \cong d_{ps}^0 + w \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \right), \quad (10)$$

где  $d_{ps}^0$  — толщина квазинейтральной узкозонной области при  $U = 0$ ,  $U_c = (kT/e) \ln(N_a N_d / n_i^2)$  — контактная разность потенциалов на  $p$ - $n$ -переходе;

$w_0 \cong \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 U_c / e N_a} = L_D \sqrt{2e U_c / kT}$  — толщина ОПЗ в равновесном состоянии;

$L_D$  — дебаевская длина экранирования.

Для заметной модуляции толщины квазинейтральной узкозонной области необходимо, как видно из (10), чтобы  $d_{ps}^0$  была сравнима с толщиной равновесного объемного заряда.

С учетом (9) и (10) обратная ветвь ВАХ  $n^+ - p$ -структуры с широкозонным слоем в базовой области при  $d_{ps}^0 \ll L_{ns}, \zeta \gg \kappa \operatorname{cth}(d_{pl}/L_{nl})L_{ns}/d_{ps}^0$  описывается выражением

$$j_{rd}(U) = j_r^* \left[ \frac{d_{ps}^0}{L_{ns}} + \frac{\kappa}{\zeta} \operatorname{cth} \frac{d_{pl}}{L_{ns}} + \frac{w_0}{L_{ns}} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \right) \right] \left[ \exp \left( -\frac{e|U|}{kT} \right) - 1 \right]. \quad (11)$$

Как следует из (11), при  $e|U| \gg kT$  с ростом приложенного напряжения обратный ток уменьшается, асимптотически стремясь к значению, определяемому темпом термической генерации носителей в широкозонном слое и на омическом контакте (третье слагаемое в первой квадратной скобке). Крутизна участка ОДС возрастает с приближением широкозонного слоя к металлургической границе  $p - n$ -перехода и уменьшением контактной разности потенциалов  $U_c$ . Очевидно, что для формирования заметного участка ОДС необходимо, чтобы  $D_{ns}n_{is}^2d_{ps}^0 / N_aL_{ns}^2 > D_{nl}n_{il}^2 \operatorname{cth}(d_{pl}/L_{nl}) / N_aL_{nl}$ , т. е., чтобы при малых смещениях обратный ток определялся процессом термической генерации носителей в узкозонном слое. Начало участка ОДС в первом по  $|U| U_c$  приближении соответствует напряжению

$$U_0 \cong -U_c \frac{d_{ps}^0}{w_0} \left( 1 + \frac{\kappa}{\zeta} \frac{L_{ns}}{d_{ps}^0} \operatorname{cth} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} \right),$$

т. е. смещается в сторону больших по модулю напряжений при увеличении  $U_c$ .

Вид обратных ветвей ВАХ, определяемых диффузионным током носителей, в анализируемых  $p - n$ -переходах, показан на рис. 2 применительно к структуре на основе твердого раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0,27; T = 200 \text{ K}$ ). Для расчета ВАХ в области напряжений, при которых можно пренебречь туннельной компонентой тока [5], выбраны концентрации примесей  $N_a = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, N_d = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , для которых  $w_0 = 0,4 \text{ мкм}, U_c = 0,15 \text{ В}$ , диффузионная длина электронов взята равной  $L_{ns} = 10 \text{ мкм}$  [6].

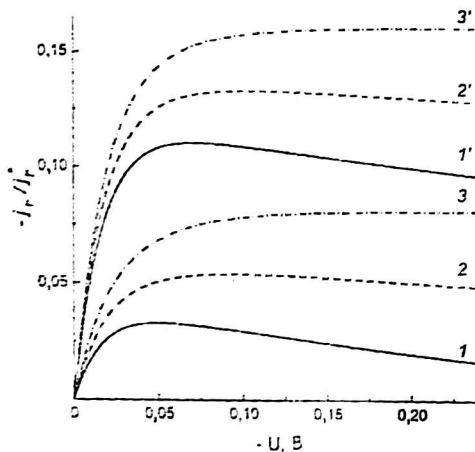


Рис. 2. Зависимость обратного тока от напряжения при  $\zeta = 1000, \kappa = 1, L_{ns} = L_{nl}, d_{pl} = 2L_{nl}, U_c = 0,15 \text{ В}, T = 200 \text{ К}, d_{ps}^0/w_0 = 1$  (1, 2, 3), 3 (1', 2', 3'),  $\gamma = 0$  (сплошные линии); 0,5 (штриховые), 1,0 (штрих пунктирные), (1, 2, 3, 1', 2', 3') — кривые

На практике на формирование ВАХ  $p-n$ -переходов существенное влияние могут оказывать генерационно-рекомбинированные процессы в ОПЗ, причем компонента обратного тока, связанная с генерацией носителей в ОПЗ при  $e|U| \gg kT$ , определяется выражением [1, 7]:

$$\bar{j}_{rg} = - \frac{en_{is}w}{(\alpha_p N_t) \exp(E_{F_i} - E_t) + (\alpha_n N_t)^{-1} \exp(E_t - E_{F_i})} \equiv \frac{en_{is}w}{\tau_0},$$

где  $\alpha_n, \alpha_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок на ловушки;

$N_t$  — концентрация ловушек;

$E_t$  — энергетический уровень, который создают в запрещенной зоне ловушки;

$E_{F_i}$  — положение уровня Ферми в собственном полупроводнике;

$\tau_0$  — эффективное время жизни носителей в ОПЗ.

С учетом зависимости генерационного тока от напряжения [4] получаем следующую зависимость обратного тока, представляемого в виде суммы диффузионной и генерационной составляющих

$$j_r(U) = j_r^* \left\{ \left[ \frac{d_{ps}^0}{L_{ns}} + \frac{\kappa}{\zeta} \operatorname{cth} \frac{d_{pl}}{L_{nl}} + \frac{w_0}{L_{ns}} \left( 1 - \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \right) \right] \left[ \exp\left(\frac{e|U|}{kT}\right) - 1 \right] + \right. \\ \left. + \gamma \frac{w_0}{L_{ns}} \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \left[ \exp\left(-\frac{e|U|}{2kN}\right) - 1 \right] \right\}, \quad (12)$$

где параметр  $\gamma = N_{atns}/n_{is}\tau_0$  характеризует вклад генерационного тока в общий обратный ток.

Как следует из (12), с ростом  $\gamma$  крутизна участка ОДС уменьшается, а при  $\gamma \geq 1$  обратная ветвь принимает вид с положительным наклоном, характерным для обратного генерационного тока.

Очевидно, наиболее благоприятная ситуация для выполнения условия  $\gamma < 1$  реализуется в случае, когда обеспечена (путем выбора степени легирования и температурного диапазона) проводимость базовой области, близкая к собственной. При  $\gamma \geq 1$  наличие широкозонного слоя приводит к увеличению динамического сопротивления  $p-n$ -перехода в  $\gamma/(\gamma - 1)$  раз по сравнению со случаем гомозонного  $p-n$ -перехода, что будет способствовать повышению чувствительности, например, фотоприемников на основе рассматриваемых структур в режиме работы при обратных смещениях [8]. Следует заметить, что аналогичное по своей природе ОДС может проявляться в  $p-n$ -переходах, созданных в варизонном полупроводнике с немонотонной координатной зависимостью ширины запрещенной зоны [9].

Таким образом, проведенные аналитические расчеты показали, что за счет широкозонного слоя в базовой области  $n-p$ -структуры можно значительно уменьшить обратный ток, связанный с термической генерацией носителей как в базовой области, так и на контакте. Кроме того, присутствие широкозонного слоя, расположенного близко к ОПЗ (на расстоянии порядка толщины последней), может привести к формированию на обратной ветви ВАХ участка ОДС.

## Литература

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ./Под ред. Р. А. Сурица. — М.: Мир, 1984.
2. Rogalski A., Ciura R.//J. Appl. Phys. 1994. № 77. P. 3505.
3. Константинов О. В., Царенков Г. В.//ФТП, 1976, № 10. С. 720.
4. Tyagi M. S. Introduction to semiconductor Materials and Devices. John Wiley & Sons, New York, 1991.
5. Schenk A., Stahl M., Wiinsche H.-J., Cryst J.//Growth, 1990. № 101. С. 350.
6. Jones C. L. In: Properties of narrow gap cadmium based compounds, ed P. Capper, INSPEC, 1994.
7. He W., Celik-Butler Z.//Solid-State Electron. 1996, № 39. P. 127.
8. Богомолов П. А., Сидоров В. И., Усольцев Ф. М. Приемные устройства ИК-систем. — М.: Радио и связь, 1987.
9. Petrosyan S. G.//Solid-State Electron. 1986. № 29. P. 199.

---

Работа выполнена при поддержке  
Украинского научно-технологического центра  
(грант № 590-С).

## Analytical calculation of dark voltage-current characteristics of double layer heterojunction photodiode

*B. S. Sokolovsky, V. K. Pysarevsky*

Institute for Applied Physics of the Ivan Franko National University, Lviv, Ukraine

*An analytical expression for dark voltage-current characteristics of double layer heterojunction photodiode. It is shown that spatial inhomogeneity of energy band gap in photodiode base region allows to substantially increase the reverse current connected with thermal generation of carriers both in the base region and at the contacts. In the case when wide gap layer is remote from metallurgical edge of p-n-junction at the distance comparable with the thickness of the space charge region a portion of negative differential resistance may appear on the reverse branch of voltage-current characteristic.*