

УДК 621.383

Обратные токи диодов с гетеропереходом в базовой области в условиях шошли-ридовской и оже-генерации носителей заряда

Б. С. Соколовский, В. К. Писаревский

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

Теоретически исследуется возможность возникновения участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) на обратной ветви ВАХ полупроводникового диода с изотипным гетеропереходом в базовой области. Формирование ОДС связано с уменьшением при росте обратного смещения тепловой генерации носителей в узкозонной части базы с толщиной порядка дебаевской длины экранирования. Показано, что наиболее благоприятная ситуация для проявления ОДС реализуется в случае, когда время жизни носителей в базовой области определяется оже-процессами.

В работах [1, 2] была разработана аналитическая модель полупроводникового диода с широкозонным слоем в базовой области, присутствие которого позволяет существенно уменьшить диффузионный обратный ток, что представляет значительный практический интерес для повышения эффективности работы целого ряда приборов на основе $p-n$ -перехода, например приемников слабых потоков электромагнитного излучения. Как показано в работе [2], в случае, когда в общем обратном токе доминирует диффузионная компонента, а широкозонный слой

удален от области пространственного заряда (ОПЗ) на расстояние порядка дебаевской длины экранирования, на обратной ветви ВАХ возможно появление участка с ОДС.

В данной работе теоретически анализируются условия возникновения ОДС в более общем, чем в работе [2], случае — рассматривается ситуация, когда в узкозонной части структуры помимо шошли-ридовской генерации носителей проявляются интенсивные оже-процессы и в диффузионном токе учитывается вклад базовых областей по обе стороны от ОПЗ.

Особенности обратного диффузионного тока

Рассмотрим полупроводниковый диод, одна из базовых областей которого, для конкретности p -типа проводимости с концентрацией акцепторов N_a , содержит примыкающий к омическому контакту широкозонный слой толщиной d_{pl} , который находится на расстоянии d_{ps} от ОПЗ. Предположим, что толщина гомозонной базовой n -области значительно превосходит диффузионную длину дырок L_p , а концентрация доноров N_d намного превышает уровень легирования p -области. С учетом диффузионного тока n -области базы ВАХ данного полупроводникового диода описывается выражением [1]:

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

где

$$\bar{j}_{rd}^p = \frac{eL_{ns}n_{is}^2}{N_a\tau_{ns}} \frac{\kappa ch \frac{d_{ps}}{L_{ns}} ch \frac{d_{pl}}{L_{nl}} + \zeta sh \frac{d_{pl}}{L_{nl}} sh \frac{d_{ps}}{L_{ns}}}{\kappa sh \frac{d_{ps}}{L_{ns}} ch \frac{d_{pl}}{L_{nl}} + \zeta sh \frac{d_{pl}}{L_{nl}} ch \frac{d_{ps}}{L_{ns}}},$$

$$\bar{j}_{rd}^n = \frac{eL_p n_{is}^2}{N_d \tau_p}, \quad \zeta = \frac{n_{is}^2}{n_{il}^2}, \quad \kappa = \frac{L_{nl} \tau_{ns}}{L_{ns} \tau_{nl}},$$

n_{is}, n_{il} — собственные концентрации носителей в узко- и широкозонной частях p - n -структуры;

τ_p — время жизни дырок в n -области базы;

$\tau_{ns}, L_{ns}, \tau_{nl}, L_{nl}$ — времена жизни и диффузионные длины электронов в узко- и широкозонной частях p -базы, соответственно;

U — приложенное напряжение ($U < 0$ для обратных смещений);

e — модуль заряда электрона;

kT — тепловая энергия.

При $\zeta \gg 1$ обратный диффузионный ток p -области базы определяется только тепловой генерацией носителей в узкозонной части базы. Если при этом $d_{ps} \ll L_{ns}$, то ВАХ задается формулой [1]

$$j(U) = en_{is}^2 \left(\frac{L_p}{N_d \tau_p} + \frac{d_{ps}}{N_a \tau_{ns}} \right) \left[\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right]. \quad (1)$$

Так как при $d_{ps} \ll L_{ns}$ концентрация неравновесных электронов практически постоянна в узкозонной части базовой области

$$n \cong \frac{en_{is}^2}{N_a} \exp \frac{eU}{kT},$$

то вторую компоненту тока в (1) можно представить в физически более прозрачном виде

$$j_p(U) = -ed_{ps}G_B = ed_{ps}g_B \frac{np - n_{is}^2}{n_{is}^2},$$

где G_B — скорость тепловой генерации-рекомбинации носителей в узкозонной части базовой p -области;

g_B — ее приведенное значение.

Характерной особенностью ВАХ, определяемой диффузионным механизмом токопрохождения, является формирование на обратной ветви ВАХ участка с ОДС в результате уменьшения протяженности узкозонной части p -базы, что приводит к уменьшению тепловой генерации носителей в базовой области. Для рассматриваемого случая $n \pm p$ -перехода, в котором практически вся ОПЗ находится в p -базе, толщина узкозонной части базовой области d_{ps} в приближении полностью истощенного слоя равна [3]:

$$d_{ps} = d_{ps}^0 - w_0 \left(\sqrt{1 - \frac{U}{U_c}} - 1 \right), \quad (2)$$

где d_{ps}^0 — толщина квазинейтральной узкозонной p -области в равновесном состоянии, $w_0 \cong \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 U_c / eN_a} = L_D \sqrt{2eU_c / kT}$ — толщина равновесной ОПЗ;

L_D — дебаевская длина экранирования в узкозонной p -области;

$U_c = (kT/e) \ln(N_a N_d / n_{is}^2)$ — контактная разность потенциалов p - n -перехода.

Как следует из (1) и (2), для заметной модуляции толщины узкозонной области необходимо, чтобы

$$d_{ps}^0 \sim w_0,$$

$$\frac{L_p}{N_d \tau_p} \lesssim \frac{d_{ps}^0}{N_a \tau_{ns}}.$$

Используя (1) и (2), находим в первом по $|U/U_c|$ приближении напряжение, при котором начинается участок ОДС:

$$U_0 \cong -U_c \frac{d_{ps}^0}{w_0} \left(1 + \frac{L_p N_a \tau_{ns}}{d_{ps}^0 N_d \tau_p} \right),$$

т. е. смещается в сторону больших (по модулю) напряжений при росте U_c и увеличении вклада

n -области базы в обратный ток. Последний фактор приводит к уменьшению отношения максимального к минимальному токов на участке ОДС.

Влияние генерационных токов в ОПЗ на формирование ОДС

Малые значения обратного диффузионного тока в рассматриваемых структурах обуславливают необходимость учета тока, связанного с генерацией носителей в ОПЗ. Выясним, каким образом генерационный ток ОПЗ влияет на формирование ОДС.

С учетом процессов генерации-рекомбинации носителей в ОПЗ полный обратный ток определяется выражением

$$j(U) = e \left[n_{is}^2 \left(\frac{L_p}{N_d \tau_p} + \frac{d_{ps}}{N_a \tau_{ns}} \right) + w_0 \bar{g} \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \right] \times \left[\exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3)$$

где \bar{g} — усредненная по ОПЗ приведенная скорость генерации-рекомбинации, которую можно выразить через эффективное время жизни неравновесных носителей заряда τ_{eff}

$$\bar{g} = \frac{1}{w} \int G_B \frac{n_{is}^2}{np - n_{is}^2} dx \equiv \frac{n_{is}}{\tau_{eff}}.$$

Компонента обратного тока, связанная с генерацией носителей в ОПЗ, увеличивается с ростом смещения, поэтому для существования ОДС она должна быть меньше тока генерации носителей в узкозонной p -области. Из (3) с учетом (2) получаем условие, необходимое для возникновения на обратной ветви ВАХ участка ОДС:

$$\gamma \equiv \frac{\bar{g}}{g_B} = \frac{N_a \tau_{ns}}{n_{is} \tau_{eff}} < 1, \quad (4)$$

где g_B — взятая без множителя $(n_{is}^2 - np) / n_{is}^2$ скорость тепловой генерации носителей в узкозонной части базовой p -области.

Отношение τ_{ns} / τ_{eff} , входящее в неравенство (4), сильно зависит от механизмов генерации-рекомбинации носителей в ОПЗ и базовой области. В случае рекомбинации Шокли-Рида эффективное время жизни в ОПЗ [3, 4]

$$\tau_{eff}^{SR} = \frac{\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1 + 2 \sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0} n_{is}} \exp\left(-\frac{e|U|}{2kT}\right)}{n_{is}}, \quad (5)$$

где $\tau_{n0} = (\alpha_n N_t)^{-1}$, $\tau_{p0} = (\alpha_p N_t)^{-1}$, α_n , α_p — скорости захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры;

N_t — концентрация рекомбинационных центров;

n_1 , p_1 — концентрации электронов и дырок при совпадении уровня Ферми с рекомбинационным уровнем.

Если механизм Шокли-Рида определяет время жизни также и в базовой области, то учетом отклонения концентрации электронов от равновесного значения

$$\tau_{ns}^{SR} = \frac{\tau_{n0}(N_a + p_1) + \tau_{p0} \left[(n_{is}^2 / N_a) \exp(-e|U|/kT) + n_1 \right]}{N_a + (n_{is}^2 / N_a) \exp(-e|U|/kT)}. \quad (6)$$

Из (4)–(6) следует, что при $|U| \gg kT/e$ минимальное значение γ , достигающееся при $N_a \ll p_1$, равно 1, т. е. в условиях рекомбинации носителей на простых двухзарядных центрах ВАХ выходит на насыщение. Вместе с тем принципиальная возможность реализации ОДС сохраняется в случае шокли-ридовской рекомбинации через многозарядные центры, если, очевидно, обеспечены условия, при которых захват носителей на рекомбинационные уровни в квазинейтральной базовой области происходит с большей скоростью, чем в ОПЗ.

Рассмотрим теперь случай, когда существенную роль в генерационно-рекомбинационных процессах играют оже-механизмы. Связанную с оже-процессами усредненную скорость генерации носителей в ОПЗ \bar{g}^A можно выразить через средние значения концентраций неравновесных электронов \bar{n} и дырок \bar{p} [5]:

$$\bar{g}^A = \frac{1}{2} \left[\frac{\bar{p}}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{\bar{n}}{\tau_{Ai}^{ee}} \right] \approx \frac{n_{is}}{2} \exp\left(-\frac{e|U|}{2kT}\right) \times \left[\frac{1}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{1}{\tau_{Ai}^{ee}} \right], \quad (7)$$

где τ_{Ai}^{hh} , τ_{Ai}^{ee} — времена жизни носителей в собственном полупроводнике, обусловленные $h-h$ - и $e-e$ -процессами.

Как следует из (7), скорость оже-генерации носителей в ОПЗ, в отличие от шокли-ридовского случая, с ростом обратного напряжения не насыщается, а экспоненциально стремится к нулю. В то же время скорость оже-генерации в узкозонной части базовой p -области

$$\bar{g}_B^A = \frac{1}{2} \left[\frac{N_a}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{n_{is}^2}{\tau_{Ai}^{ee} N_a} \exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) \right] \approx \frac{1}{2} \frac{N_a}{\tau_{Ai}^{hh}}$$

(при $|U| \gg kT/e$).

С учетом (5), (6) условие (4), необходимое для возникновения ОДС, сводится при $|U| \gg kT/e$ к следующему неравенству

$$\frac{n_{is}^2}{\tau_{n0}p_1 + \tau_{p0}n_1} < \frac{N_a}{2\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{n_{is}^2}{\tau_{n0}(N_a + p_1) + \tau_{p0}n_1},$$

из которого в предположении $\tau_{n0} = \tau_{p0}$, $n_1 = p_1 = n_{is}$ получаем

$$\tau_{n0} > \tau_{Ai}^{hh} \frac{n_{is}(N_a - n_{is})}{N_a(N_a + n_{is})}. \quad (8)$$

Так как определяемое оже-рекомбинацией время жизни неравновесных носителей в базовой p -области τ_{Ap} при $N_a \gg n_{is}$ равно $2\tau_{Ai}^{hh}n_{is}^2/N_a^2$ [5], то из (8) следует, что $\tau_{n0} \gg \tau_{Ap}$, т. е. для возникновения ОДС оже-рекомбинация в базовой области должна существенно преобладать над рекомбинацией Шокли-Рида.

Из (3) следует, что в условиях преобладания в базовой области оже-процессов, участок ОДС начинается при напряжении

$$U_0 \cong -U_c \frac{d_{ps}^0 + \frac{L_p N_d \tau_{Ai}^{hh}}{N_a \tau_{Ai}^{ee}} + \frac{2w_0 n_{is} \tau_{Ai}^{hh}}{N_a \tau^*}}{w_0 \left(1 - \frac{2n_{is} \tau_{Ai}^{hh}}{N_a \tau^*} \right)},$$

где $\tau^* = \tau_{n0}p_1 + \tau_{p0}n_1 + 2\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}n_{is}}$, т. е. смещается в сторону больших обратных напряжений при увеличении темпа генерации в ОПЗ.

Для численной оценки возможности реализации ОДС возьмем материал $Cd_xHg_{x-1}Te$ состава $x \sim 0,2$ и степени легирования $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, для которого при $T = 77 \text{ К}$ $n_{is} \approx 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau_{Ai}^{hh} \approx 10^{-4} \text{ с}$ [6, 7]. Из (8) следует, что для проявления ОДС в $p-n$ -структурах на основе $Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ шокли-ридовское время жизни τ_{n0} должно превышать $7 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, что на практике обычно имеет место. Заметим, что с увеличением уровня легирования и температуры легче удовлетворить условия для возникновения ОДС.

Заключение

Наиболее благоприятными материалами для реализации рассматриваемого механизма ОДС являются узкозонные полупроводники, в которых время жизни носителей определяется оже-рекомбинацией.

Литература

1. Соколовский Б. С. Письма в ЖТФ, 2000. № 26. Р. 51.
2. Sokolovsky B. S., Pysarevsky V. K. // Proc. SPIE, 2001. № 4340. Р. 97.
3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ./ Под ред. Р. А. Сурица. — М.: Мир, 1984.
4. Булярский С. В., Грушко Н. С., Сомов А. И., Лакалин А. В. // ФТП, 1997. № 31. Р. 1146.
5. Rogalski A., Ciura R. J. // Appl. Phys. 1995. № 77. Р. 3505.
6. Барышев Н. С., Гельмонт Б. Л., Имбрагимова М. И. // ФТП, 1990. № 24. Р. 209.
7. Физика соединений $A_{II}B_{VI}$. / Под ред. А. Н. Георгобиани, М. К. Шейкмана. — М.: Мир, 1986.

Reverse currents of double layer heterojunction diodes in conditions of shockley-read and auger carrier generation

B. S. Sokolovsky, V. K. Pysarevsky
Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine

The paper theoretically investigates the possibility of formation of negative differential resistance (NDR) region on the current-voltage characteristic reverse branch of a diode with double layer heterojunction in the diode's base. The NDR formation is caused by decreasing the carrier thermal generation in the narrow gap part of the base with the thickness of the order of the Debye screening length at increase of the reverse bias. It is shown that the most favourable conditions for manifestation of the NDR are realized in the case when the carrier lifetime in the base region is determined by the Auger processes.