

06.1;06.2

Отрицательное дифференциальное сопротивление обратносмещенного полупроводникового диода с неоднородной базовой областью

© Б.С. Соколовский

Львовский национальный университет им. Ив. Франко, Украина
E-mail: sokol@iap.franko.lviv.ua

В окончательной редакции 18 июля 2002 г.

Теоретически предсказывается возможность возникновения участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) на обратной ветви ВАХ полупроводникового диода с широкозонным слоем 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 ОДС реализуется в случае, когда время жизни носителей в базовой области определяется Оже-процессами.

В работе [1] была разработана аналитическая модель полупроводникового диода с широкозонным слоем в базовой области, присутствие которого позволяет существенно уменьшить диффузионный обратный ток и, следовательно, повысить эффективность работы целого ряда приборов на основе $p-n$ -перехода, например приемников слабых потоков электромагнитного излучения. В настоящем сообщении теоретически доказывается, что в случае, когда широкозонный слой удален от области пространственного заряда (ОПЗ) на расстояние порядка дебаевской длины экранирования, на обратной ветви ВАХ возможно появление участка с ОДС.

Рассмотрим асимметричный n^+-p -переход, p -базовая область которого с концентрацией акцепторов N_a содержит примыкающий к омическому контакту широкозонный слой, находящийся от ОПЗ на расстоянии d_{ps} , которое намного меньше диффузионной длины электронов L_n . Предположим, что разность ширин запрещенной зоны широкозонной и узкозонной частей базовой области достаточно велика, так что диффузионный ток p -базы определяется лишь темпом G_{ps} генерации

носителей заряда (а точнее, разностью скоростей их генерации и рекомбинации) в узкозонной части базовой области. Учитывая, что при $d_{ps} \ll L_n$ концентрации неравновесных электронов n и дырок p практически постоянны в узкозонной части базовой p -области:

$$n \cong \frac{n_{is}^2}{N_a} \exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right), \quad p \cong N_a, \quad (1)$$

где n_{is} — собственная концентрация носителей в узкозонной части p -базы; U — обратное напряжение, приложенное к p - n -переходу; обратный диффузионный ток, связанный с генерацией носителей в p -базе, можно выразить через приведенную скорость генерации носителей g_{ps} в узкозонной части p -базы:

$$\begin{aligned} j_p(U) &= -ed_{ps}G_{ps} \\ &\cong ed_{ps}g_{ps} \frac{np - n_{is}^2}{n_{is}^2} = ed_{ps}g_{ps} \left[\exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Характерной особенностью ВАХ, определяемой диффузионным механизмом токопрохождения, является формирование на обратной ветви ВАХ участка с ОДС. Возникновение ОДС обусловлено уменьшением общего числа носителей, генерированных в узкозонной части p -базы, в результате сокращения протяженности последней. Для рассматриваемого случая n - p -перехода, в котором практически вся ОПЗ находится в p -базе, толщина узкозонной части базовой области d_{ps} в приближении полностью истощенного слоя равна [2]:

$$d_{ps} = d_{ps}^0 - w_0 \left(\sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} - 1 \right), \quad (3)$$

где d_{ps}^0 — толщина квазинейтральной узкозонной p -области в равновесном состоянии, $w_0 \cong \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 U_c / eN_a} = L_D \sqrt{2eU_c / kT}$ — 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 (3), для заметной модуляции толщины узкозонной области необходимо, чтобы величина d_{ps}^0 была порядка w_0 .

Малые значения обратного диффузионного тока p -базы в рассматриваемых структурах обуславливают необходимость учета тока,

связанного с генерацией носителей в ОПЗ, а также диффузионного тока сильнолегированной n -базы, толщину которой будем предполагать намного превосходящей диффузионную длину дырок L_p . Поэтому с учетом (2) и (3) полный обратный ток определяется выражением

$$j(U) = e \left[L_p g_{ns} + (d_{ps}^0 + w_0) g_{ps} + w_0 (\bar{g} - g_{ps}) \sqrt{1 + \frac{|U|}{U_c}} \right] \times \left[\exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4)$$

где $g_{ns} = n_{is}^2 / (N_d \tau_p)$ — приведенная скорость генерации носителей в сильнолегированной n -области с концентрацией доноров N_d и временем жизни дырок τ_p , \bar{g} — усредненное значение приведенной скорости генерации носителей в ОПЗ.

Из (4) следует необходимое условие для возникновения ОДС:

$$\bar{g} < g_{ps}. \quad (5)$$

Выполнение неравенства (5) сильно зависит от механизмов генерации-рекомбинации носителей в ОПЗ и базовой области. В случае рекомбинации носителей на простых двухзарядных центрах скорость генерации носителей в ОПЗ [2,3]

$$\bar{g}^{SR} = \frac{n_{is}^2}{\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1 + 2\sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}} n_{is} \exp\left(-\frac{e|U|}{2kT}\right)}, \quad (6)$$

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 рекомбинационных центрах, N_t — концентрация рекомбинационных центров, n_1 , p_1 — концентрации электронов и дырок в случае, когда уровень Ферми совпадает с рекомбинационным уровнем.

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

$$g_{ps}^{SR} = \frac{n_{is} [N_a + (n_{is}^2 / N_a) \exp(-e|U|/kT)]}{\tau_{n0} (N_a + p_1) + \tau_{p0} [(n_{is}^2 / N_a) \exp(-e|U|/kT) + n_1]}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что при $|U| \gg kT/e$ $\bar{g} \geq g_{ps}$ (равенство выполняется при $N_a \ll p_1$), т.е. в случае рекомбинации носителей на простых двухзарядных центрах ОДС не возникает.

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} [4,5]:

$$\bar{g}^A = \frac{1}{2} \left[\frac{\bar{p}}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{\bar{n}}{\tau_{Ai}^{ee}} \right] \approx \frac{n_{is}}{2} \exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) \left[\frac{1}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{1}{\tau_{Ai}^{ee}} \right], \quad (8)$$

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

Как следует из (8), 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

$$\bar{g}_B^A = \frac{1}{2} \left[\frac{N_a}{\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{n_{is}^2}{\tau_{Ai}^{ee} N_a} \exp\left(-\frac{e|U|}{kT}\right) \right] \approx \frac{1}{2} \frac{N_a}{\tau_{Ai}^{hh}} \quad (\text{при } |U| \gg kT/e). \quad (9)$$

С учетом (6)–(9) условие (5), необходимое для возникновения ОДС, сводится при $|U| \gg kT/e$ к следующему неравенству:

$$\frac{n_{is}^2}{\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1} < \frac{N_a}{2\tau_{Ai}^{hh}} + \frac{n_{is}^2}{\tau_{n0}(N_a + p_1) + \tau_{p0} n_1}, \quad (10)$$

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

$$\tau_{n0} > \tau_{Ai}^{hh} \frac{n_{is}(N_a - n_{is})}{N_a(N_a + n_{is})}. \quad (11)$$

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 (11) следует, что $\tau_{n0} \gg \tau_{Ap}$, т.е. для возникновения ОДС Оже-рекомбинация в базовой области должна существенно преобладать над рекомбинацией Шокли–Рида. Такая ситуация, как правило, реализуется в узкозонных полупроводниках, например в твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [6]. Для численной оценки возьмем материал

$\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x = 0.21$ и степени легирования $N_a = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, для которого при $T = 77 \text{ K}$ $n_{is} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{Ai}^{hh} \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ [6,7]. Из (11) следует, что для проявления ОДС в p - n -структурах на основе $\text{Cd}_{0.21}\text{Hg}_{0.79}\text{Te}$ шокли-ридовское время жизни τ_{n0} должно превышать $2.4 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, что на практике обычно имеет место.

Таким образом, наиболее подходящими материалами для реализации рассматриваемого механизма ОДС являются узкозонные полупроводники, в которых время жизни носителей определяется Оже-рекомбинацией.

Список литературы

- [1] Соколовский Б.С. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 7. С. 51–56.
- [2] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с.
- [3] Булярский С.В., Грушко Н.С., Сомов А.И., Лакалин А.В. // ФТП. 1997. Т. 31. В. 9. С. 1146–1150.
- [4] Блекмор Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [5] Rogalski A., Ciura R. // J. Appl. Phys. 1995. V. 77. N 7. P. 3505–3512.
- [6] Барышев Н.С., Гельмонт Б.Л., Имбрагимова М.И. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 209–224.
- [7] Физика соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ / Под ред. А.Н. Георгобiani, М.К. Шейкмана. М.: Мир, 1986. 320 с.