

ОБРАТНЫЙ ТОК И ФОТОТОК $p-n$ -ПЕРЕХОДА С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ЦЕНТРОВ

Асрян Л. В., Шик А. Я.

Вычислены темновой ток и фототок обратно смещенного $p-n$ -перехода с произвольной концентрацией рекомбинационных центров N в области пространственного заряда, когда распределение носителей в поле перехода не является квазиравновесным. Показано, в частности, что квантовый выход может зависеть от напряжения смещения и температуры и при больших N существенно меньше единицы.

Данная работа является продолжением наших предыдущих работ [1, 2], посвященных свойствам $p-n$ -переходов с высокой концентрацией рекомбинационных центров N в области пространственного заряда (ОПЗ).

Классическая теория Са—Нойса—Шокли [3] $p-n$ -перехода с генерацией-рекомбинацией в ОПЗ исходит из предположения о квазиравновесном характере распределения неравновесных носителей с постоянными квазиуровнями Ферми в ОПЗ, что справедливо при достаточно малых N . При больших N интенсивные генерационно-рекомбинационные процессы приводят к тому, что распределение неравновесных носителей в поле перехода не является квазиравновесным, что существенно усложняет теоретическое описание процессов токопрохождения. В [1] установлены пределы применимости теории Са—Нойса—Шокли, а также вычислен вид вольтамперной характеристики (ВАХ) для случая предельно больших N .

В [2] рассчитан квантовый выход $p-n$ -перехода при различных N в условиях межзонного оптического возбуждения. Однако расчеты там ограничены лишь случаем короткого замыкания (отсутствия напряжения на переходе).

Задачей данной работы является рассмотрение вопросов, оставшихся невыясненными в [1-3], а именно: 1) расчет темновой ВАХ при произвольных N с целью получения общего выражения, которое лишь в предельных случаях $N \rightarrow 0$ и $N \rightarrow \infty$ должно переходить в формулы, полученные соответственно в [3] и в [1]; 2) расчет квантового выхода фотодиода с произвольным N при наличии внешнего смещения U .

Общая постановка указанной задачи и все необходимые уравнения по существу уже приведены в [2]. Однако получить их аналитическое решение в общем случае невозможно и следует прибегнуть к каким-либо упрощениям. Таким упрощением в настоящей работе будет пренебрежение диффузионными токами по сравнению с дрейфовыми в уравнениях непрерывности для электронов и дырок. Подобное пренебрежение закономерно в условиях обратного смещения на переходе. Кроме того, если речь идет о квантовом выходе, то следует ограничиться случаем, когда оптическая генерация носителей происходит в ОПЗ. При генерации в квазинейтральной области диффузионный перенос играет решающую роль в токопрохождении [2] и без его учета квантовый выход не может быть вычислен. Последнее ограничение не играет, однако, существенной роли. Как показано в [2], квантовый выход η при генерации в квазинейтральной области для больших N содержит экспоненциальную малость вида $\exp(-eEw/2T)$ (w — ширина ОПЗ) и в большинстве случаев меньше, чем при генерации в ОПЗ. Поэтому пренебрежение всегда реально существующим поглощением света в ква-

зинеитральных областях не скажется заметно на η , определяемом в основном носителями, созданными в ОПЗ.

Таким образом, применяемый далее подход пригоден для расчета обратной ветви темновой ВАХ и квантового выхода в фотодиодном режиме в $p-n$ -переходе с произвольной концентрацией рекомбинационных центров.

Пренебрегая диффузией носителей и считая, как и прежде [2, 3], электрическое поле в переходе постоянным: $E = (V_0 - eU)/ew = \text{const}(x)$, где V_0 — равновесная высота потенциального барьера, имеем следующую систему уравнений для нахождения неравновесных концентраций $n(x)$ и $p(x)$ электронов и дырок:

$$\mu_n E \frac{dn}{dx} = -\mu_p E \frac{dp}{dx} = N\gamma_n \gamma_p \frac{np - n_i^2}{\gamma_n(n + N_c^*) + \gamma_p(p + N_v^*)} - G, \quad (1)$$

где μ_n , μ_p — подвижности, γ_n , γ_p — коэффициенты захвата рекомбинационными центрами электронов и дырок соответственно, G — скорость световой генерации в ОПЗ, полагаемая постоянной [$G = \text{const}(x)$], $N_c^* = n_i \exp\left(-\frac{\epsilon_i - \epsilon_f}{T}\right)$, $N_v^* = n_i \exp\left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_f}{T}\right)$, ϵ_i — энергия ионизации рекомбинационных центров, ϵ_f — энергия Ферми в собственном полупроводнике, n_i — собственная концентрация.

Если, как и в [2], считать, что все процессы рекомбинации и тепловой генерации происходят в ОПЗ, то на ее границах токи неосновных носителей равны нулю, что в нашем случае означает

$$n(w/2) = 0, \quad p(-w/2) = 0. \quad (2)$$

Уравнения (1) вместе с граничными условиями (2) представляют собой задачу о прохождении тока через обратно смещенный $p-n$ -переход с генерацией-рекомбинацией в ОПЗ. Отметим сразу же, что если соответствующая задача для $p-n$ -перехода в режиме короткого замыкания представляла собой двухточечную краевую задачу для системы двух уравнений второго порядка и требовала для своего решения привлечения специальных методов [2], то здесь мы имеем систему двух уравнений первого порядка, решение которой сильно упрощается ввиду существования интеграла:

$$n(x) + bp(x) = \text{const} = n(-w/2) = bp(w/2), \quad (3)$$

представляющего собой условие постоянства полного тока в любом сечении перехода ($b \equiv \mu_p/\mu_n$).

Искомой величиной является плотность тока $j = j_r + j_\phi$, где j_r — темновой ток, определяющий обратную ветвь темновой ВАХ, а j_ϕ — фототок, вызванный межзонной оптической генерацией и определяющий квантовый выход $\eta = j_\phi/eGw$.

Для нахождения плотности тока j рассмотрим уравнение для $p(x)$, получающееся из исходной системы (1) исключением $n(x)$ с учетом (3):

$$\frac{dp}{dx} = \frac{N\gamma_n \gamma_p}{b\mu_n E} \frac{bp^2 - bp(w/2)p + n_i^2}{[\gamma_n(N_c^* + bp(w/2)) + \gamma_p N_v^*] + (\gamma_p - b\gamma_n)p} + \frac{G}{b\mu_n E}. \quad (4)$$

Интегрируя его от $-w/2$ до $w/2$ с учетом (2), получаем выражение для $p(w/2)$ и тем самым для тока $j = e\mu_p E p(w/2)$. Ответ имеет вид

$$j = 2en_i \mu_n \sqrt{b} E \zeta, \quad (5)$$

где $\zeta = \sqrt{b} p(w/2)/2n_i$ определяется из трансцендентного уравнения

$$\frac{N\gamma_p w}{4b\mu_n E} = \frac{\beta - b}{8b} \ln \left(1 + \frac{\frac{2G}{N\gamma_p n_i} \frac{\beta - b}{\sqrt{b}} \zeta}{1 + \frac{2\sqrt{b} G}{N\gamma_p n_i} (\delta + \zeta)} \right) + \delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta - \frac{G}{N\gamma_p n_i} \frac{(\beta - b)^2}{4b\sqrt{b}} + \frac{\zeta}{\sqrt{\frac{2\sqrt{b} G}{N\gamma_p n_i} (\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta) + 1 - \zeta^2}} \arcsin \frac{\zeta}{\sqrt{\frac{2\sqrt{b} G}{N\gamma_p n_i} (\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta) + 1}}. \quad (6)$$

Здесь $\beta = \gamma_p/\gamma_n$, $\delta = (N_c^* + \beta N_v^*)/2\sqrt{b}n_i$ — коэффициенты, характеризующие наряду с b асимметричность перехода. В уравнении (6) опущены члены $\sim G^2$, поскольку для определения квантового выхода нас будет интересовать лишь линейный по G вклад в ток.

Полагая в (6) $G=0$, получаем общее выражение для обратной ветви темновой ВАХ, которое запишем в виде

$$j_\tau = en_i v_{\text{eff}}, \quad v_{\text{eff}} = 2\sqrt{\mu_n \mu_p} E \zeta_\tau, \quad (7)$$

где ζ_τ — решение уравнения (6) при $G=0$. Если ввести величину τ , представляющую собой время жизни в собственном полупроводнике [4],

$$\tau = \frac{\gamma_n N_c^* + \gamma_p N_v^*}{2\gamma_n \gamma_p N n_i} \equiv \frac{\tau_{p0} N_c^* + \tau_{n0} N_v^*}{2n_i} \quad (8)$$

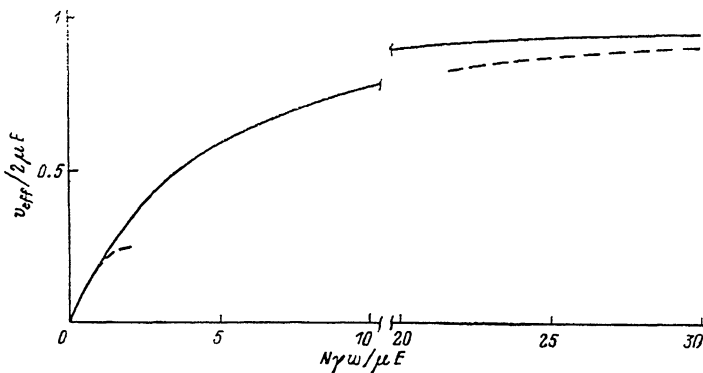


Рис. 1. Зависимость v_{eff} от концентрации рекомбинационных центров.

Штриховые линии — асимптотики, отвечающие формулам (9), (10).

(здесь $\tau_{p0} = 1/\gamma_p N$, $\tau_{n0} = 1/\gamma_n N$ — времена жизни дырок и электронов в сильно легированных полупроводниках n - и p -типа соответственно), то асимптотики v_{eff} в пределе малых и больших N имеют вид

$$v_{\text{eff}} = \frac{w}{2\tau} \left[1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\tau_{p0}}{\mu_n} + \frac{\tau_{n0}}{\mu_p} \right) \frac{w}{\tau^2 E} \right] \quad (9)$$

при $w/\tau\sqrt{\mu_n \mu_p} E \ll 1$,

$$v_{\text{eff}} = 2\sqrt{\mu_n \mu_p} E \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{2} \left[\frac{E}{w} (2\tau\sqrt{\mu_n \mu_p} + \tau_{p0}\mu_p + \tau_{n0}\mu_n) \right]^2 \right\} \quad (10)$$

при $w/\tau\sqrt{\mu_n \mu_p} E \gg 1$.

Первые члены (9) и (10) отвечают соответственно формуле Са—Нойса—Шокли [3] и рассмотренному в [1] предельному случаю $N \rightarrow \infty$. Эти результаты связаны с двухступенчатым характером процессов генерации-рекомбинации в ОПЗ (выброс с центров, характеризующийся временем τ и скоростью $w/2\tau$, и дрейфовый отвод, характеризующийся временем $w/\sqrt{\mu_n \mu_p} E$ и скоростью $2\sqrt{\mu_n \mu_p} E$). Скорость всего процесса лимитируется меньшей из этих двух скоростей.

На рис. 1 для случая симметричного перехода приведен график зависимости v_{eff} от параметра $N\gamma w/\mu E$ (совпадающего с параметром $A\xi_w$ работы [2]), даваемой уравнениями (6), (7). Здесь же штриховыми линиями показаны асимптотики, полученные в работах [3] и [1] и отвечающие первым членам в (9) и (10). Видно, что в весьма широкой области параметров они неприменимы, и более точное описание, полученное в настоящей работе, является необходимым.

Рассмотрим вопрос о температурной зависимости (энергии активации) обратного тока в зависимости от концентрации рекомбинационных центров N и положения уровня ϵ_i в запрещенной зоне. Из (7) видно, что температурная

зависимость $j_r(T)$ определяется зависимостями $v_{\text{eff}}(T)$ и $n_i(T)$ (v_{eff} зависит от ζ_r , а последнее через δ — от T). Если $\varepsilon_i = \varepsilon_r$, то δ , а значит, и v_{eff} от T не зависят, и энергия активации обратного тока $\Delta = \varepsilon_p/2$ независимо от N . Если же $\varepsilon_i \neq \varepsilon_r$, то $\Delta = \varepsilon_g/2$ лишь в пределе бесконечно больших N [см. (10)]. Для малых же N

$$v_{\text{eff}} = \frac{w}{\tau_{p0} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_f}{T}\right) + \tau_{n0} \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_f}{T}\right)}, \quad (11)$$

т. е. при не слишком большом различии τ_{n0} и τ_{p0} энергия активации обратного тока превосходит $\varepsilon_p/2$, определяется большей из величин ε_r , $\varepsilon_p - \varepsilon_i$ и для мелкого уровня близка к ε_p , как в классической теории Шокли [4]. В результате энергия активации обратного тока Δ в несимметричном переходе становится зависящей от N , уменьшаясь с его ростом.

На рис. 2 для перехода с $\mu_n = \mu_p = \mu$, $\gamma_n = \gamma_p = \gamma$ и резко несимметричным расположением рекомбинационных уровней ($\varepsilon_i = \frac{\varepsilon_r + \varepsilon_c}{2}$) приведены зависимости

$\ln j_r$ от $1/T$ при различных значениях $N\gamma w/\mu E$, показывающие эволюцию энергии активации обратного тока при изменении концентрации рекомбинационных центров.

Для нахождения фототока и квантового выхода необходимо линеаризовать (6) по добавке $\zeta_1 = \zeta - \zeta_r$, вызванной межзонным светом.

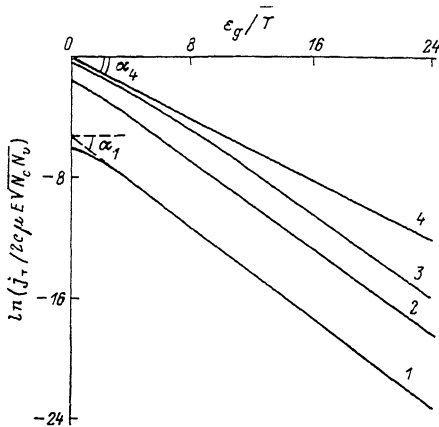


Рис. 2. Температурная зависимость обратного тока.

$\text{tg } \alpha_1 = \max\left\{\left(\frac{\varepsilon_c - \varepsilon_f}{\varepsilon_g}\right); \left(\frac{\varepsilon_f - \varepsilon_r}{\varepsilon_g}\right)\right\} = 3/4$; $\text{tg } \alpha_4 = 1/2$.
 $N\gamma w/\mu E$: 1 — 0.01, 2 — 1, 3 — 10, 4 — ∞ .

В общем случае получается достаточно громоздкое выражение для квантового выхода

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{4b\mu_n E}{N\gamma_p w} \zeta_r \left(\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta_r\right) + \left(\frac{\sqrt{1 - \zeta_r^2}}{\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta_r} \frac{b - \beta}{2b}\right)^2 \left[1 - \frac{4b\mu_n E}{N\gamma_p w} \zeta_r \left(\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta_r\right)\right]}{1 + \frac{N\gamma_p w}{4b\mu_n E} \frac{\frac{b + \beta}{2b} + \delta \zeta_r}{\left(\delta + \frac{b + \beta}{2b} \zeta_r\right)^2}}. \quad (12)$$

Его асимптотики при малых и больших N имеют вид

$$\eta = 1 - \frac{N\gamma_p w}{c\mu_n E b^2 \delta^2} (b + \beta), \quad \frac{N\gamma_p w}{b\mu_n E} \ll \delta, \quad (13)$$

$$\eta = \frac{2b\mu_n E}{N\gamma_p w} \left(\delta + \frac{b + \beta}{2b}\right) \left[1 + 2\pi^2 \left(\frac{b\mu_n E}{N\gamma_p w}\right)^2 \left(\delta^2 - \frac{b + \beta}{2b} \delta - 2\frac{\beta}{b}\right)\right], \quad \frac{N\gamma_p w}{b\mu_n E} \gg \delta. \quad (14)$$

Зависимость квантового выхода от обратного смещения U на переходе определяется зависимостью от U входящих в (12) и (6) величин E и w .

Однако легко видеть, что входят они лишь в комбинации $N\gamma w/\mu E$, представляющей собой отношение времени дрейфового пролета через ОПЗ $w/\mu E$ к времени захвата на центры. С ростом обратного смещения увеличивается ширина ОПЗ, но вместе с тем растет и тянущее поле. Конкуренцией этих двух зависимостей и определяется зависимость $\eta(U)$. В резком переходе w , $E(0) \sim \sim (V_0 - eU)^{1/2}$ и время пролета, а значит, и квантовый выход не зависят от U . В плавном же переходе (с линейным распределением примесей в ОПЗ) поле растет с ростом обратного смещения как $(V_0 - eU)^{1/2}$, т. е. быстрее, чем ширина ОПЗ

$[w \sim (V_0 - eU)^{1/2}]$, и квантовый выход растет с ростом обратного смещения U . Эти результаты для резкого и плавного переходов справедливы при не очень больших обратных смещениях (до тех пор, пока μ не зависит от E). Учет того факта, что в действительности в сильных полях подвижность падает и дрейфовая скорость стремится к насыщению, приведет к падению η при больших обратных смещениях.

(12)–(14) определяют также температурную зависимость квантового выхода, связанную с сильной зависимостью δ от T , которая, например, при $b = \beta = 1$ имеет вид $\text{ch} \left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_j}{T} \right)$.

Как видно из (13), (14), квантовый выход растет с понижением температуры. Это связано с тем, что при $\varepsilon_i \neq \varepsilon_j$ с понижением T затрудняется обмен носителями с зоной, более удаленной от рекомбинационных уровней, и квантовый выход растет. Формально же это видно уже из критерия $N\gamma_p w / b\mu_n E \ll \delta$ применимости теории Са—Нойса—Шокли, который при $\varepsilon_i \neq \varepsilon_j$ температурно зависим. Чем меньше T , тем при больших концентрациях рекомбинационных центров все еще работает эта теория, в рамках которой квантовый выход близок к единице.

В заключение отметим, что предположение о постоянстве электрического поля в переходе (справедливое для $p-i-n$ -структур, но не для обычных $p-n$ -переходов) не является критичным для теории, хотя и заметно упрощает формулы. Во-первых, исходное уравнение (4) при необходимости может быть проинтегрировано и с учетом зависимости $E(x)$. Во-вторых, при насыщении дрейфовой скорости носителей v_{dp} в поле перехода следует во всех формулах заменять μE на постоянную величину v_{dp} , так что указанная проблема сама собой отпадает. Если же дрейфовая скорость не насыщается, то в наших формулах в качестве E следует подставлять (по крайней мере для полуколичественных оценок) максимальное поле в переходе. Для предельного случая $N \rightarrow \infty$ это строго показано в [4].

Л и т е р а т у р а

- [1] Шик А. Я. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 320—323.
 [2] Асрян Л. В., Половко Ю. А., Шик А. Я. — ФТП, 1987, т. 21, в. 5, с. 880—885.
 [3] Sah C.-T., Noyce R. N., Shockley W. — Proc. IRE, 1957, v. 45, N 9, p. 1228—1243.
 [4] Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., 1965. 448 с.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получена 15.04.1987
 Принята к печати 2.08.1987