

УДК 538.935
EDN: JMKIP1

PACS: 85.30.-z

О фототоке в гомогенных однородных полупроводниках при отсутствии внешнего электрического поля

В. А. Холоднов

В приближении квазинейтральности проведено теоретическое исследование преобразования скорости междузонной фотогенерации носителей слабым оптическим излучением в гомогенном полупроводнике в электрический ток при отсутствии внешнего электрического поля. Рекомбинация фотоносителей предполагалась примесной. Выведено аналитическое соотношение для коэффициента фотоэлектрического преобразования образцом с блокирующими электронным ток контактами. Исследована зависимость коэффициента фотоэлектрического преобразования от концентрации центров рекомбинации. Показана возможность возникновения фототока несмотря на отсутствие внешнего электрического поля.

Ключевые слова: нулевое внешнее электрическое поле, фототок, коэффициент фотоэлектрического преобразования.

DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-4-319-325

1. Введение

Принято считать, что фототок в гомогенном полупроводнике можно создать только при подаче внешнего электрического напряжения [1–5]. Существенно, что по умолчанию предполагается, что фототока не будет при любом типе контактов. В данной работе, пока в приближении квазинейтральности (ПKN), проведено теоретическое исследование на предмет справедливости этого представления. Для определенности и упрощения вычислений контакты считались блокирующими элект-

ронный ток. Показано, что и при отсутствии внешнего электрического поля возможно возникновение фототока.

Другая причина постановки задачи состоит в теоретической возможности существенного увеличения фоточувствительности полупроводников за счет специального профилирования плотности скорости фотогенерации носителей $g(x)$ вдоль направления фототока [6–8]. Теоретически этот эффект можно обнаружить только при неквазинейтральном решении задачи [6–8]. Физически он вызван локальным фотовозбужденным объемным зарядом, порождающим так называемую эффективную плотность скорости фотогенерации носителей. Поперечное правлению фототока излучение в принципе дает возможность создавать различные профили $g(x)$ за счет пространственного профилирования потока излучения. В дальнейшем планируется провести неквазинейтральное решение задачи. Однако представляет научный интерес сравнение результатов неквазинейтрального и квазинейтрального (обычно используемого [1–5]) решений.

Холоднов Вячеслав Александрович^{1,2}, в.н.с., гл. спец., д.ф.-м.н.

E-mail: vkholodnov@mail.ru

¹ Институт радиотехники и электроники

им. В. А. Котельникова РАН.

Россия, 125009, Москва, Моховая ул., 11/7.

² АО «НПО «Орион».

Россия, 111123, Москва, ул. Косинская, 9.

Статья поступила в редакцию 9.08.2024

После доработки 23.08.2024

Принята к публикации 28.08.2024

Шифр научной специальности: 1.3.11

© Холоднов В. А., 2024

2. Методология

В данной работе постановка задачи, кроме приближения квазинейтральности и нулевого внешнего электрического поля, аналогична работам [6–8], а именно. Однородный невырожденный полупроводник при межзонной фотогенерации носителей из валентной зоны в зону проводимости. Поток фотонов направлен поперек направления фототока плотностью I_{ph} , размер образца вдоль I_{ph} равен W (рис. 1). На облучаемую поверхность нанесен просветляющий слой, на теневую поверхность – отражающий. Размер образца W_{ph} вдоль направления излучения (ось y) ограничен длиной поглощения излучения l_{ph} . Все это позволяет избежать увеличения отношения темного тока к фототоку при наличии внешнего электрического поля и обеспечить большую квантовую эффективность 0,8646. Кроме того, зависимость $g(y)$ с точностью, не меньшей 35 %, будет однородной. Поэтому можно ограничиться одномерной задачей.

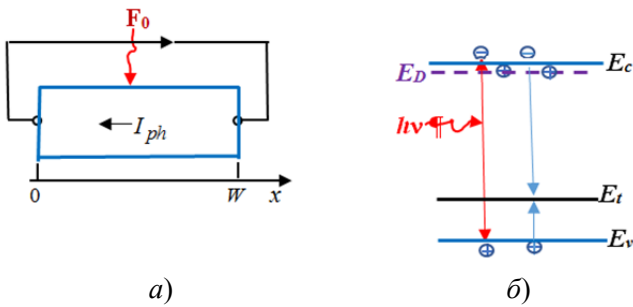


Рис. 1. а) – Направления падающего потока фотонов плотностью \vec{F}_0 . б) – Схема фотогенерации и рекомбинации носителей в полупроводнике; $h\nu$ – энергия фотона, E_c , E_v , E_D и E_t – энергии дна зоны проводимости, потолка валентной зоны, уровней мелкой донорной и рекомбинационной примесей, соответственно

Полупроводник легирован мелкими, полностью ионизованными донорами с концентрацией N_D . Рекомбинация фотоносителей происходит через атомы акцепторной примеси с концентрацией N , которые могут находиться в нейтральном или однократно отрицательно заряженном состоянии. Нейтральному состоянию рекомбинационной примеси соответствует концентрация атомов N_0 , являющихся центрами захвата электронов и в то же

время центрами тепловой генерации дырок, а заряженному состоянию – концентрация атомов $N_- = N - N_0$, которые являются центрами захвата дырок и вместе с тем центрами тепловой генерации электронов. Такая ситуация означает, что акцепторная примесь образует один рекомбинационный уровень с энергией E_t (рекомбинация Холла-Шокли-Рида [1–3, 9–12], рис. 1б). При термодинамически равновесном состоянии $N_- = N_-^e$ и $N_0 = N_0^e$.

При стационарных условиях и одномерной ситуации (ось x , рис. 1а) уравнения непрерывности плотностей электронного I_n , дырочного I_p и полного кондуктивного токов

$$I = I_p + I_n, \quad (1)$$

$$q \cdot R_n - q \cdot g_n - \partial I_n / \partial x = 0, \quad (2)$$

$$q \cdot R_p - q \cdot g_p + \partial I_p / \partial x = 0, \quad (3)$$

$$\partial I / \partial x = 0, \quad (4)$$

вместе с уравнением Пуассона

$$\partial E / \partial x = \rho / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0) \quad (5)$$

составляют базисную систему дифференциальных уравнений рассматриваемой задачи [1–5, 10–12], где g_p и g_n – плотности скоростей фотогенерации дырок и электронов, R_p и R_n – соответствующие плотности скоростей рекомбинации, q – абсолютная величина заряда электрона, ρ – плотность объемного заряда, ε – диэлектрическая проницаемость, ε_0 – электрическая постоянная; символы E , I_n , I_p , I обозначают проекции напряженности электрического поля и плотностей электронного, дырочного и полного кондуктивного токов на ось x . В рассматриваемой модели

$$\rho = q \cdot (p + N_D - n - N_-), \quad (6)$$

где p и n – концентрации дырок и электронов.

Из уравнений (2)–(4) следует, что

$$R_p - R_n = g_p - g_n. \quad (7)$$

При рассматриваемом фундаментальном поглощении излучения (фотогенерации носителей валентная зона – зона проводимости)

$$g_p = g_n = g. \quad (8)$$

Тогда, как это видно из соотношения (7), при любых механизмах рекомбинации

$$R_p = R_n. \quad (9)$$

Ниже рассматривается рекомбинация Холла-Шокли-Рида.

Плотности электронного и дырочного токов определяются соотношениями [1–3, 10–12]

$$I_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot E + q \cdot D_n \cdot (\partial n / \partial x) \quad (10)$$

$$I_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot E - q \cdot D_p \cdot (\partial p / \partial x) \quad (11)$$

где μ_n , μ_p и D_n , D_p – подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Плотности скоростей рекомбинации электронов R_n и дырок R_p , обусловленные захватом носителей акцепторной примесью и тепловым выбросом их с рекомбинационного уровня в разрешенные зоны, определяются соотношениями [2, 3, 5, 9–12]

$$R_n = (n \cdot N_0 - \delta^{-1} \cdot n_e \cdot N_-) \cdot w_n, \quad (12)$$

$$R_p \equiv (p \cdot N_- - \delta \cdot p_e \cdot N_0) \cdot w_p, \quad (13)$$

где w_n и w_p – вероятности захвата электрона и дырки на соответствующий центр, n_e и p_e – равновесные концентрации электронов и дырок. Вывод соотношений (12) и (13) основан на принципе детального термодинамического равновесия $R_n = R_p = 0$. Параметр

$$\delta = N_-^e / N_0^e \quad (14)$$

введен для параметрического, удобного решения поставленной задачи. Этот метод позволил в свое время показать возможность гигантского всплеска времен жизни электронов $\tau_n(N)$, дырок $\tau_p(N)$ и фототока при увеличении N [12–15] и применен в настоящей статье.

В однородном образце при отсутствии внешнего электрического поля и облучения $\rho = 0$, т. е.,

$$p_e + N_D = n_e + N_-^e. \quad (15)$$

Выражая энергию уровня Ферми E_F с помощью выражения для вероятности заполнения акцепторного уровня [9–11] через δ , из соотношения (15) для невырожденного полупроводника можно получить

$$n_e = \frac{\delta}{2} \cdot n_i = \frac{\delta}{2} \cdot \frac{n_i}{n_i} \cdot n_i \quad (16)$$

$$p_e = \frac{2}{\delta} \cdot p_i = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{n_i}{n_i} \cdot n_i \quad (17)$$

$$N = n_i \cdot \frac{1 + \delta}{2 \cdot \delta^2} \cdot f(\delta) = \frac{n_i}{n_i} \cdot n_i \cdot \frac{1 + \delta}{2 \cdot \delta^2} \cdot f(\delta) \quad (18)$$

$$f(\delta) = B + A \cdot \delta - \delta^2, \quad (19)$$

$$A = 2 \cdot \frac{N_D}{n_i} = \frac{N_D}{n_i} \cdot \frac{n_i}{n_i} \quad B = 4 \cdot \frac{p_i}{n_i} = \left(\frac{2 \cdot n_i}{n_i} \right)^2, \quad (20)$$

где n_i и p_i – равновесные концентрации электронов и дырок, когда E_F совпадает с E_i ; n_i – собственная концентрация носителей. Максимальное значение δ находится из решения уравнения $f(\delta) = 0$ и определяется выражением

$$\delta_{\max} = \frac{A}{2} + \sqrt{\frac{A^2}{4} + B}. \quad (21)$$

Соотношения (16)–(21) определяют в параметрической форме зависимости равновесных концентраций электронов n_e и дырок p_e от концентрации глубокой акцепторной примеси N .

При облучении образца уравнение Пуассона (5) принимает вид

$$(\epsilon \epsilon_0) \cdot (\partial E_{ph} / \partial x) - \Delta \rho = 0 \quad (22)$$

где E_{ph} – напряженность фотоиндуцированного электрического поля, плотность фотоиндуцированного (локального) объемного заряда

$$\rho_{ph} = \Delta\rho = q \cdot (\Delta p - \Delta n - \Delta N_-), \quad (23)$$

$\Delta N_- = N_- - N_-^e$ – отклонение концентрации отрицательно заряженных центров рекомбинации от ее равновесного значения N_-^e , аналогично $\Delta n = n - n_e$ и $\Delta p = p - p_e$ – концентрации фотоэлектронов и фотодырок. В приближении квазинейтральности (ПКН) величина $(\epsilon\epsilon_0) \cdot \left| \partial E_{ph} / \partial x \right|$ много меньше абсолютного значения хотя бы одного из других слагаемых в соотношении (23). Тогда из уравнения (22) следует, что в нулевом приближении по $(\epsilon\epsilon_0) \cdot \left| \partial E_{ph} / \partial x \right|$ локальный фотоиндуцированный объемный заряд $\rho_{ph} = 0$, т. е.,

$$\Delta N_- = \Delta p - \Delta n. \quad (24)$$

Предполагается, что фотоэлектрический эффект предназначен для регистрации слабого оптического излучения [1–5, 12–14]. Тогда вычисления можно проводить в линейном приближении по величине g . В этом приближении выражения (12) и (13) принимают вид

$$R_n = \left[\Delta n \cdot N_0^e - n_e \cdot (1 + \delta^{-1}) \cdot \Delta N_- \right] \cdot w_n \quad (25)$$

$$R_p = \left[\Delta p \cdot N_-^e + p_e \cdot (1 + \delta) \cdot \Delta N_- \right] \cdot w_p. \quad (26)$$

Из соотношений (9), (24)–(26) следует

$$R_n = \Delta n / \tau_n = R_p = \Delta p / \tau_p, \quad (27)$$

где времена жизни электронов $\tau_n(N)$ и дырок $\tau_p(N)$ определяются выражениями [15, 16, 18]

$$\frac{1}{\tau_n} = w_n \cdot N \cdot \frac{\delta \cdot \theta}{1 + \delta} \times \frac{N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + p_e)}{\delta \theta N + (1 + \delta)(1 + \delta^{-1})(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (28)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = w_p \cdot N \cdot \frac{\delta}{1 + \delta} \cdot \frac{\delta N + (1 + \delta)^2 (n_e + p_e)}{\delta N + (1 + \delta^2)(n_e + \delta \theta p_e)}, \quad (29)$$

где $\theta = w_p / w_n$.

Так как напряженность электрического поля при отсутствии облучения $E_0 = 0$, то плотности электронного $I_{ph}^{(n)}$ и дырочного и $I_{ph}^{(p)}$ фототоков определяются выражениями, аналогичными соотношениями (10) и (11)

$$I_{ph}^{(n)} = q \cdot \mu_n \cdot n_e \cdot E_{ph} + q \cdot D_n \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x}, \quad (30)$$

$$I_{ph}^{(p)} = I_{ph} - I_{ph}^{(n)} = q \cdot \mu_p \cdot p_e \cdot E_{ph} - q \cdot D_p \cdot \frac{\partial \Delta p}{\partial x}, \quad (31)$$

причем, как это следует из (4),

$$\partial I_{ph} / \partial x = 0. \quad (32)$$

Из (30) и (31) следует, что

$$E_{ph} = \frac{I_{ph} + q D_p (\partial \Delta p / \partial x) - q D_n (\partial \Delta n / \partial x)}{q (\mu_n n_e + \mu_p p_e)}. \quad (33)$$

Если проинтегрировать выражение (33) от 0 до W и учесть, что электрического напряжения на образце нет, то получим

$$I_{ph} = (q / W) \cdot \left\{ \begin{array}{l} D_n \cdot [n_{ph}(W) - n_{ph}(0)] - \\ - D_p \cdot [p_{ph}(W) - p_{ph}(0)] \end{array} \right\}. \quad (34)$$

Это означает, что при вытягивающих контактах, когда

$$\Delta n(0) = \Delta n(W) = \Delta p(0) = \Delta p(W) = 0 \quad (35)$$

фототока не будет. Отметим, что этот вывод не связан с приближением квазинейтральности (ПКН). В ПКН выполняется соотношение (27). Поэтому можно записать, что

$$I_{ph} = (q / W) \cdot \left[D_n - D_p \cdot (\tau_p / \tau_n) \right] \times \left[\Delta n(W) - n \Delta(0) \right]. \quad (36)$$

Для выяснения справедливости представления о невозможности возникновения фототока в однородном полупроводнике в отсутствие внешнего электрического поля необходимо решать задачу с другими типами контактов. Для определенности и упрощения вы-

числений будем считать контакты блокирующими электронный ток, т. е.,

$$I_{ph}^{(n)}(0) = I_{ph}^{(n)}(W) = 0, \quad (37)$$

и

$$g(x) = g_0 \cdot \exp(-\gamma \cdot x). \quad (38)$$

Из уравнения (2) и соотношений (27), (30) и (33) следует, что распределение $\Delta n(x)$ определяется уравнением

$$D_a^{(n)} \cdot \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = -g_0 \cdot \exp(-\gamma x), \quad (39)$$

где коэффициент амбиполярной диффузии электронов [1–8, 11, 18, 19]

$$\begin{aligned} D_a^{(n)} &= \frac{n_e \cdot \tau_p + p_e \cdot \tau_n}{(p_e + b \cdot n_e) \cdot \tau_n} \cdot D_n = \\ &= \frac{\delta^2 \cdot \tau_p + B \cdot \tau_n}{(B + b \cdot \delta^2) \cdot \tau_n} \cdot D_n, \end{aligned} \quad (40)$$

$b = D_n / D_p$. Общее решение уравнения (40) при $\gamma^2 D_a^{(n)} \tau_n = \gamma^2 L_a^2 \neq 1$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta n &= C_1 \times \exp(-x / L_a) + C_2 \times \exp(x / L_a) + \\ &+ \tilde{C} \cdot \exp(-\gamma x), \end{aligned} \quad (41)$$

где C_1 и C_2 – константы интегрирования, амбиполярная диффузионная длина носителей

$$L_a = \sqrt{(D_a^{(n)} \times \tau_n)} = \sqrt{\frac{\delta^2 \cdot \tau_p + B \cdot \tau_n}{B + b \cdot \delta^2} \cdot D_n}, \quad (42)$$

$$\tilde{C} = g_0 / (1 / \tau_n - \gamma^2 \times D_a^{(n)}). \quad (43)$$

Из соотношений (27), (30), (33) и (37) следует, что граничные условия уравнения (41) имеют вид

$$(\partial \Delta n / \partial x) \Big|_{x=0} = (\partial \Delta n / \partial x) \Big|_{x=W}, \quad (44)$$

$$(\partial \Delta n / \partial x) \Big|_{x=0} = -I_{ph} / [qD_p \cdot (\tau_p / \tau_n + p_e / n_e)]. \quad (45)$$

Поэтому

$$C_1 = (B_1 \cdot I_{ph} - B_2) / B_2, \quad (46)$$

$$B_1 = [qD_p \cdot (\tau_p / \tau_n + p_e / n_e)]^{-1}, \quad (47)$$

$$B_2 = [1 + \exp(-W / L_a^{(n)})] / L_a,$$

$$\begin{aligned} B_3 &= \tilde{C} \cdot [f(W; \gamma, L_a) / L_a + \gamma], \\ f(W; \gamma, L_a) &= \end{aligned} \quad (48)$$

$$= \gamma \cdot L_a \cdot [1 - \exp(-\gamma W)] / \exp(W / L_a) - 1,$$

$$C_2 = -C_1 \exp(-W / L_a) - \tilde{C} \cdot f(W; \gamma, L_a). \quad (49)$$

Для иллюстрации полученных результатов будет использован кремний при температуре $T = 300$ К.

3. Результаты

Полная скорость фотогенерации носителей в образце на единицу поперечного сечения образца

$$g_{tot} = \int_0^W g(x) dx = (g_0 / \gamma) \cdot [1 - \exp(-\gamma \cdot W)]. \quad (50)$$

Из выражений (36), (41), (43), (46)–(50) можно получить следующее выражение для коэффициента фотоэлектрического преобразования (рис. 2)

$$G = I_{ph} / qg_{tot} = a_1 \cdot a_2 / (1 + a_3), \quad (51)$$

$$\text{где } a_1 = \frac{D_p \cdot \tau_n \cdot \gamma \cdot [b - (\tau_p / \tau_n)]}{W \cdot (1 - \gamma^2 L_a^2) \cdot [1 - \exp(-\gamma W)]}, \quad (52)$$

$$\begin{aligned} a_2 &= 4L_a \gamma \cdot \frac{sh(W / L_a)}{\exp(W / L_a) + 1} - \\ &- [1 - \exp(-\gamma W)] \cdot (1 + \gamma L_a), \end{aligned} \quad (53)$$

$$a_3 = [b - (\tau_p / \tau_n)] \frac{(2L_a / W) \cdot th(W / 2L_a)}{\tau_p / \tau_n + p_e / n_e}. \quad (54)$$

На рисунке 2 изображена зависимость $G(N)$.

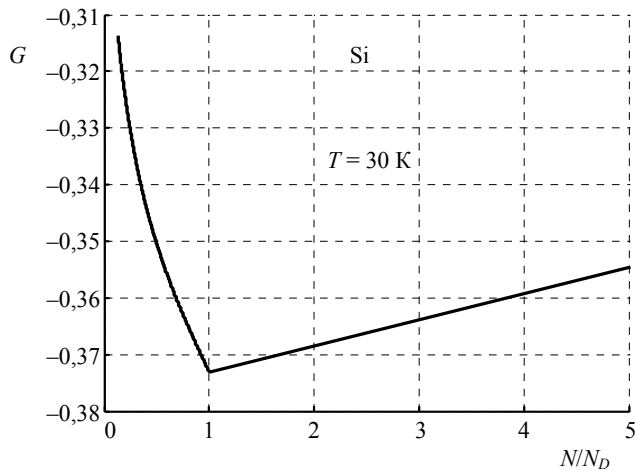


Рис. 2. Зависимость коэффициента фотоэлектрического преобразования $G(N)$ (51) от концентрации примесных (акцепторных) рекомбинационных центров N . Принято: собственная концентрация носителей $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, вероятность захвата электронов рекомбинационным центром $w_n = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$, $\theta \equiv w_p/w_n = 10^2$, энергия рекомбинационного уровня определяется соотношением $n/n_i = 10^4$, где n_i – равновесная концентрация электронов при совпадении энергии уровня Ферми с энергией примесного уровня [3, 8, 9, 18]; концентрация мелких донорных центров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $W = 10 \text{ мкм}$, $\gamma = 10^4 \text{ см}^{-1}$

4. Обсуждение результатов

Из рисунка 2 видно, что абсолютное значение коэффициента фотоэлектрического преобразования $|G|$ отлично от нуля, хотя и небольшое (примерно 0,35). Отрицательное значение G обусловлено тем, что плотность фототока складывается из плотностей электронного $I_{ph}^{(n)}$ и дырочного и $I_{ph}^{(p)}$ фототоков. Так как $\partial g / \partial x < 0$, то в выбранной системе координат (рис. 1а) $I_{ph}^{(n)} < 0$, а $I_{ph}^{(p)} > 0$. Кроме того, так как $\tau_p < \tau_n$ [15–18] и $D_p < D_n$, то $|I_{ph}^{(n)}| > |I_{ph}^{(p)}|$. Интересно, что максимальное значения $|G|$ достигается вблизи точки максимальных экстремумов зависимостей $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ [15–18].

5. Заключение

В работе показано, что фототок в гомогенном полупроводнике, в отличие от принято представления [1–5], можно создать и без по-

дачи внешнего электрического напряжения. Такой вывод основан на решении задачи в обычном приближении квазинейтральности (ПKN) при слабой межзонной фотогенерации носителей в полупроводнике с блокирующим фотоэлектронный ток контактами. Важно, что при этом темновой ток отсутствует. К сожалению, коэффициент фотоэлектрического преобразования G (51) оказывается меньше 1 (рис. 2). Для выяснения больших возможностей в будущем планируется рассмотреть полупроводники с различными типами контактов, а главное, провести решение задачи вне ПKN. Последнее обусловлено теоретической возможностью [6–8] существенного увеличения G за счет специального профилирования плотности скорости фотогенерации носителей $g(x)$ вдоль направления фототока (рис. 1а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Bube R. H. Photoelectronic Properties of Semiconductors. – Cambridge: University Press, 1992.
2. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника: физические основы. – М.: Физматкнига, 2005.
3. Sze S. M., Kwok K. Ng. Physics of semiconductor devices. 3-rd ed. – Wiley Interscience, 2007.
4. Lutz G. Semiconductor radiation detectors. – Berlin – Heidelberg – New York: Springer-Verlag, 2007.
5. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника: фоторезисторы и фотодиоды. М.: Физматкнига, 2012.
6. Kholodnov V. A. / Global Journal of Astronomy and Applied Physics (USA). 2020. Vol. 2.
7. Холоднов В. А. / Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 4. С. 265–272.
8. Холоднов В. А. / Прикладная физика. 2021. № 4. С. 47–51.
9. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. – М.: Мир, 1977.
10. Блекмор Дж. Физика твердого тела. – М.: Мир, 1988.
11. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1990.
12. Пономаренко В. П. Квантовая фотосенсорика. – М.: АО «НПО «Орион», 2018.
13. Rogalski A. Infrared Detectors. – Boca Raton-London-New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.
14. Пономаренко В. П., Филачев А. М. Инфракрасная техника и электронная оптика. – М.: Физматкнига, 2016.
15. Drugova A. A., Kholodnov V. A. / Solid-State Electronics. 1995. Vol. 38. № 6. P. 1247–1252.
16. Холоднов В. А. / ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011–1025.

17. Холоднов В. А. / Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. № 9. С. 655–660.

18. Kholodnov V. A., Nikitin M. S. The Theory of Giant Splash of Photoresponse in Semiconductors at Low-Level Illumination with Increasing Concentration of

Deep Recombination Impurity, In book: Optoelectronics – Materials and Devices, Ed. Sergei L. Pyshkin and John Ballato, InTech, (www.intechopen.com). Ch. 12. 2015. P. 301–348.

19. Смит Р. Полупроводники. – М.: Мир, 1982.

PACS: 85.30.-z

On photocurrent in homogeneous semiconductor in the absence of an external electric field

V. A. Kholodnov^{1,2}

¹ V. A. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS
Bd. 7, 11 Mokhovaya st., Moscow, 125009, Russia

² Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Received 9.08.2024; revised 23.08.2024; accepted 28.08.2024

In the quasi-neutrality approximation, a theoretical study was carried out on the conversion of the rate of interband photogeneration of carriers by weak optical radiation in a homogeneous semiconductor into electric current in the absence of an external electric field. Impurity recombination of photocarriers was assumed. An analytical relationship has been derived for the photoelectric conversion coefficient of a semiconductor with contacts blocking the electron current. The dependence of the photoelectric conversion coefficient on the concentration of recombination centers has been studied. The possibility of photoelectric amplification is demonstrated despite the absence of an external electric field.

Keywords: zero external electric field, photocurrent, photoelectric conversion coefficient.

REFERENCES

1. Bube R. H., Photoelectronic Properties of Semiconductors, Cambridge, University Press, 1992.
2. Filachev A. M., Taubkin I. I. and Trischenkov M. A., Solid state photoelectronics: physical basis, Fizmatkniga, Moscow, 2005 [in Russian].
3. Sze S. M. and Kwok K. Ng., Physics of semiconductor devices, 3-rd ed., Wiley Interscience, 2007.
4. Lutz G., Semiconductor radiation detectors, Berlin–Heidelberg–New York, Springer-Verlag, 2007.
5. Filachev A. M., Taubkin I. I. and Trischenkov M. A., Solid state photoelectronics: photoresistors and photodetectors, Moscow, Fizmatkniga, 2012 [in Russian].
6. Kholodnov V. A., Global Journal of Astronomy and Applied Physics (USA) **2** (1), 1–6 (2020).
7. Kholodnov V. A., Journal of Communications Technology and Electronics **66** (9), 1103–1107 (2021).
8. Kholodnov V. A., Journal of Communications Technology and Electronics **67** (3), 340–343 (2022).
9. Milns A. G., Deep Impurities in Semiconductors, New York–London–Sydney–Toronto, John Wiley, 1973.
10. Blackmore J. S., Solid State Physics, London–New York–New–Rochelle–Melbourne–Sydney, Cambridge University Press, 1985.
11. Bonch-Bruevich V. L. and Kalashnikov S. G., Semiconductor Physics, Moscow, Nauka, 1990 [in Russian].
12. Ponomarenko V. P., Quantum photosensory, Moscow, JSC NPO Orion, 2018 [in Russian].
13. Rogalski A., Infrared Detectors, Boca Raton–London–New York, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.
14. Ponomarenko V. P. and Filachev A. M., Infrared technology and electron optics, Moscow, Fizmatkniga, 2016 [in Russian].
15. Drugova A. A. and Kholodnov V. A., Solid-State Electronics **38** (6), 1247–1252 (1995).
16. Kholodnov V. A., Semiconductors **30** (6), 538–544 (1996).
17. Kholodnov V. A., JETP LETTERS **67** (9), 685–691 (1998).
18. Kholodnov V. A. and Nikitin M. S., The Theory of Giant Splash of Photoresponse in Semiconductors at Low-Level Illumination with Increasing Concentration of Deep Recombination Impurity, In book: Optoelectronics – Materials and Devices, Ed. Sergei L. Pyshkin and John Ballato, InTech, (www.intechopen.com), 2015, chapter 12, pp. 301–348.
19. Smith R. A., Semiconductors, London–New York–Melbourne, Cambridge University Press, 1978.