

## РЕКОМБИНАЦИЯ И ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© К.М. Доцанов

Физико-технический институт Научно-производственного объединения  
«Физика-Солнце» Академии наук Узбекистана,  
700084 Ташкент, Узбекистан  
(Получена 16 января 1995 г. Принята к печати 24 апреля 1995 г.)

Предложена новая теория рекомбинации и переноса заряда в поликристаллических полупроводниках при воздействии на них оптического излучения. Получены соотношения, определяющие высоту межкристаллитных потенциальных барьеров ( $V_b$ ), плотность рекомбинационного тока на границах зерен ( $j_R$ ), эффективное время жизни неосновных носителей ( $\tau_p$ ) и проводимость ( $\sigma$ ) в зависимости от уровня фотовозбуждения поликристалла ( $G$ ). Соотношения справедливы при любых значениях  $L_b/d$  ( $L_b$  — длина диффузии неосновных носителей в объеме зерен поликристалла,  $d$  — размер зерен). Представлены графики зависимостей  $V_b$ ,  $j_R$ ,  $\tau_p$ ,  $\sigma$  от  $G$  и  $d$  в поликристаллическом кремнии.

Воздействие оптического излучения на рекомбинационные процессы и перенос заряда в поликристаллических полупроводниках изучалось в целом ряде работ (см. список литературы в [1]). Подробный критический анализ этих работ дан в [1,2], где представлено наиболее полное теоретическое исследование данной проблемы. Однако, как будет показано далее, теория [1,2] имеет весьма ограниченную область применения. Кроме того, она неудобна для практического использования, так как сопряжена с довольно сложными численными расчетами.

В данной статье предлагается новая, более общая теория рекомбинации и переноса заряда в поликристаллических полупроводниках при воздействии на них оптического излучения. Предлагаемая теория дает наиболее эффективный метод расчета фотоэлектрических характеристик поликристалла.

### 1. Физическая модель

Как и в [1-4], рассмотрим поликристаллический полупроводник, состоящий из одинаковых кубических зерен, легированных донорной примесью с концентрацией  $N_d$ . На границах зерен (ГЗ) имеются пограничные состояния (ПС) акцепторного типа, распределенные с поверхностной плотностью  $N(E)$  ( $E$  — уровень энергии ПС). Захват

электронов из объема зерен на ПС приводит к образованию межкристаллитных потенциальных барьеров, которые при фотовозбуждении поликристалла выполняют функции как дрейфовых, так и рекомбинационных барьеров.

Будем предполагать, что воздействие оптического излучения вызывает однородную фотогенерацию электронно-дырочных пар в объеме поликристалла [1]. Рассмотрим одно из его зерен. Располагая оси системы координат вдоль ребер куба, уравнение непрерывности для дырок можно записать в виде

$$\frac{\partial j_{px}(x, y, z)}{\partial x} + \frac{\partial j_{py}(x, y, z)}{\partial y} + \frac{\partial j_{pz}(x, y, z)}{\partial z} = eG - \frac{e\Delta p(x, y, z)}{\tau_b}, \quad (1)$$

где  $j_{px}$ ,  $j_{py}$ ,  $j_{pz}$  — компоненты плотности дырочного тока,  $G$  — темп фотогенерации электронно-дырочных пар,  $\Delta p(x, y, z)$  — концентрация неравновесных дырок в объеме зерна,  $e$  — абсолютная величина заряда электрона,  $\tau_b$  — время жизни дырок при объемной рекомбинации носителей. Используя граничные условия

$$j_{px}(d, y, z) = -j_{px}(0, y, z) = j_R/2, \quad (2)$$

$$j_{py}(x, d, z) = -j_{py}(x, 0, z) = j_R/2, \quad (3)$$

$$j_{pz}(x, y, d) = -j_{pz}(x, y, 0) = j_R/2, \quad (4)$$

(здесь  $d$  — длина ребер кубического зерна,  $j_R$  — плотность рекомбинационного тока на ГЗ), усредним уравнение (1) по координатам  $y, z$ .

В результате получим

$$\frac{dj_p(x)}{dx} = eG^* - \frac{e\Delta p(x)}{\tau_b}, \quad (5)$$

$$G^* = G - \frac{2j_R}{ed}, \quad (6)$$

где

$$j_p(x) = d^{-2} \int_0^d dy \int_0^d j_{px}(x, y, z) dz, \quad \Delta p(x) = d^{-2} \int_0^d dy \int_0^d \Delta p(x, y, z) dz.$$

Уравнение (5) приводит к одномерной модели фотовозбужденного поликристалла: к цепочке одинаковых бикристаллов (рис. 1) с эффективным уровнем фотовозбуждения  $G^*$ , определяемым соотношением (6).

Для плотности тока  $j_p(x)$  имеем

$$j_p(x) = e\mu_p(x)\mathcal{E}(x) - eD_p \frac{dp(x)}{dx}, \quad (7)$$

$$j_p(d) = -j_p(0) = j_R/2, \quad (8)$$

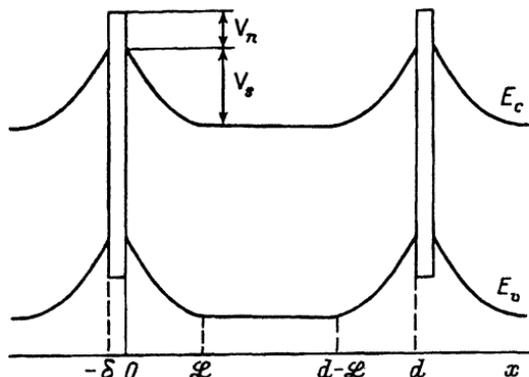


Рис. 1. Энергетическая диаграмма цепочки одинаковых бикристаллов.

где  $\mu_p$  и  $D_p$  — подвижность и коэффициент диффузии дырок в объеме зерен,  $p(x)$  — концентрация дырок,  $\mathcal{E}(x)$  — напряженность электрического поля в цепочке бикристаллов. Будем рассматривать уровни фотовозбуждения, при которых  $p(x) \ll N_d$ . Это позволяет использовать приближение Шоттки при определении  $\mathcal{E}(x)$ . При отсутствии внешнего поля имеем

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} \frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon}(\mathcal{L} + \delta + x), & -\mathcal{L} < x + \delta < 0, \\ -\frac{eN_d}{\epsilon_0\epsilon}(\mathcal{L} - x), & 0 < x < \mathcal{L}, \\ 0, & \mathcal{L} < x < d - \mathcal{L}, \end{cases} \quad (9)$$

где  $\epsilon_0\epsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость материала зерен,  $\mathcal{L}$  — ширина слоя обеднения,  $\delta$  — ширина ГЗ. Высота межкристаллитных барьеров

$$V_s = \frac{e^2\mathcal{L}^2N_d}{2\epsilon_0\epsilon} = \frac{e^2n_s^2}{8\epsilon_0\epsilon N_d}, \quad (10)$$

где

$$n_s = \int_{E_v}^{E_c} N(E)f(E)dE \quad (11)$$

— поверхностная плотность электронов, захваченных на ПС;  $f(E)$  — функция распределения электронов на ПС.

При  $p(x) \ll N_d$  перенос заряда в фотовозбужденном поликристалле осуществляется в основном электронами. Эффект рассеяния электронов на ГЗ будем моделировать прямоугольным потенциальным барьером высотой  $V_n$  и шириной  $\delta$  [2,5-7].

Плотность рекомбинационного тока на ГЗ определяется выражениями

$$j_R = j_n(0) - j_n(-\delta) = 2 \left[ ev_R n(0) - j_{lm} \right], \quad (12)$$

$$j_R = j_p(-\delta) - j_p(0) = 2 \left[ ew_R p(0) - j_{lm} \right], \quad (13)$$

где  $j_n(0)$  и  $j_n(-\delta)$  — плотности электронного тока справа и слева от ГЗ,  $j_p(0)$  и  $j_p(-\delta)$  — плотности дырочного тока справа и слева от ГЗ;  $n(0)$  и  $p(0)$  — концентрации электронов и дырок в непосредственной близости от ГЗ;  $v_R = v_n S_n (N_s - n_s)$  — скорость захвата электронов на ПС,  $S_n$  и  $S_p$  — сечения захвата электронов и дырок на ПС,  $v_n$  и  $v_p$  — средние тепловые скорости электронов и дырок;  $N_s = \int_{E_v}^{E_c} N(E) dE$  — полная плотность ПС,

$$j_{lm} = ev_n N_c S_n \int_{E_v}^{E_c} N(E) f(E) \exp \left( -\frac{E_c - E}{kT} \right) dE, \quad (14)$$

$$i_{lm} = ev_p N_v S_p \int_{E_v}^{E_c} N(E) [1 - f(E)] \exp \left( -\frac{E - E_v}{kT} \right) dE \quad (15)$$

— плотности токов эмиссии электронов ( $j_{lm}$ ) и дырок ( $i_{lm}$ ) с ПС в каждое из соседних зерен; остальные обозначения стандартные.

Оценки показывают, что при  $\tau_b w_R \mathcal{L} \gg b_D^2$ , где  $l_D = \sqrt{\epsilon_0 \epsilon kT / e^2 N_D}$  — дебаевская длина экранирования, можно пренебречь рекомбинацией носителей в слое обеднения при определении концентрации  $p(0)$  из уравнений (5), (7). Полагая, что это условие выполнено, имеем

$$j_p(\mathcal{L}) = -j_R/2 + eG^* \mathcal{L}, \quad (16)$$

$$p(0) = \left[ p(\mathcal{L}) + \frac{j_p(\mathcal{L}) l_0 - eG^* l_D^2}{eD_p} \right] \exp \left( \frac{V_s}{kT} \right), \quad (17)$$

где  $l_0 = l_D \operatorname{erf}(\mathcal{L} / \sqrt{2} l_D)$ . В квазинейтральной области ( $\mathcal{L} \leq x \leq d - \mathcal{L}$ ) решение уравнения (5), удовлетворяющее граничным условиям (16) и  $p(\mathcal{L}) = p(d - \mathcal{L})$ , определяется выражениями

$$p(x) = p(\mathcal{L}) - \frac{j_p(\mathcal{L}) L_b}{eD_p(a-1)} \left[ a + 1 - \exp \left( \frac{d - \mathcal{L} - x}{L_b} \right) - \exp \left( \frac{x - \mathcal{L}}{L_b} \right) \right], \quad (18)$$

$$p(\mathcal{L}) = p_0 + G^* \tau_b - \frac{(j_R - 2eG^* \mathcal{L}) L_b (a + 1)}{2eD_p(a-1)}, \quad (19)$$

где  $L_b = \sqrt{D_p \tau_b}$  — длина диффузии дырок в объеме зерен,  $a = \exp[(d - \mathcal{L}) / L_b]$ ,  $p_0 = n_i^2 / N_d$ ,  $n_i$  — собственная концентрация носителей.

Отметим, что выражение (18) справедливо при любых значениях  $(d - 2\mathcal{L})/L_b$ . При  $L_b \gg (d - 2\mathcal{L})$  оно имеет вид

$$p(x) = p(\mathcal{L}) + \frac{(j_R - 2eG^*\mathcal{L})}{2eD_p(d - 2\mathcal{L})} \left[ (d - 2\mathcal{L})^2 - (d - \mathcal{L} - x)^2 - (x - \mathcal{L})^2 \right], \quad (20)$$

а при  $L_b \ll (d - 2\mathcal{L})$  переходит в выражение  $(\mathcal{L} \leq x \leq d/2)$

$$p(x) = p(\mathcal{L}) + \frac{(j_R - 2eG^*\mathcal{L})L_b}{2eD_p} \left[ 1 - \exp\left(\frac{\mathcal{L} - x}{L_b}\right) \right]. \quad (21)$$

Если в (21) пренебречь членом  $2eG^*\mathcal{L}$ , то оно в точности соответствует выражению для  $p(x)$ , использованному в [1] при определении плотности тока объемной рекомбинации:

$$j_b = (2e/\tau_b) \int_{\mathcal{L}}^{d/2} p(x) dx.$$

Очевидно, что выражение (21) корректно при  $L_b \ll (d - 2\mathcal{L})$ , а не при  $\mathcal{L} \ll d$ , как ошибочно полагают авторы работы [1]. Поэтому область применимости теории [1,2] ограничена условием  $L_b \ll (d - 2\mathcal{L})$ .

Из соотношений (6), (13), (17), (19) находим окончательное выражение для  $p(0)$ :

$$p(0) = \frac{D_p p_0}{wl_2} + \frac{i_{tm}}{ew} + \frac{Gl_1^2}{wl_2}, \quad (22)$$

где  $l_1^2 = L_b^2 + L_b\mathcal{L}(a - 1)/(a + 1) + \mathcal{L}l_0 - l_D^2$ ,  $l_2 = L_b(a + 1)/(a - 1) + 4l_1^2/d + l_0$ ,  $w = w_R + (D_p/l_2) \exp(-V_s/kT)$ . Подставляя (22) в (13), находим выражение для плотности рекомбинационного тока на ГЗ

$$j_R = \frac{2ew_R l_1^2 G}{wl_2} - \frac{2D_p}{wl_2} \left[ i_{tm} \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) - ew_R p_0 \right]. \quad (23)$$

При  $L_b \gg (d - 2\mathcal{L})$  выражение (23) переходит в известное соотношение:  $j_R = eGd/3$  [3].

Интегрируя уравнение (5) от 0 до  $d$ , имеем

$$\overline{\Delta p} = G\tau_p, \quad (24)$$

где  $\overline{\Delta p}$  — средняя концентрация неравновесных дырок в поликристалле,

$$\tau_p = \tau_b \left( 1 - \frac{3j_R}{eGd} \right) \quad (25)$$

— эффективное время жизни неравновесных дырок. Функция распределения электронов на ПС определяется из уравнения

$$ev_R n(0) - j_{tm} = ew_R p(0) - i_{tm}. \quad (26)$$

Из (26) находим

$$f(E) = f(E, G, V_s, i_{lm}) =$$

$$= \frac{v_n S_n(0) + v_p S_p N_v \exp\left(-\frac{E-E_v}{kT}\right)}{v_n S_n \left[n(0) + N_c \exp\left(-\frac{E_c-E}{kT}\right)\right] + v_p S_p \left[p(0) + N_v \exp\left(-\frac{E-E_v}{kT}\right)\right]}, \quad (27)$$

где  $n(0) = N_d \exp(-V_s/kT)$  [1],  $p_0$  — определяется выражением (22). Соотношения (11) и (15) можно переписать в виде

$$\sqrt{8\varepsilon_0 \varepsilon N_d V_s} = e \int_{E_v}^{E_c} N(E) f(E, G, V_s, i_{lm}) dE, \quad (28)$$

$$i_{lm} = ev_p N_v S_p \int_{E_v}^{E_c} N(E) \left[1 - f(E, G, V_s, i_{lm})\right] \exp\left(-\frac{E - E_v}{kT}\right) dE. \quad (29)$$

Решая систему уравнений (28), (29), можно определить  $V_s$  и  $i_{lm}$  как функции от  $G$ .

### 3. Перенос заряда

Пусть к фотовозбужденному поликристаллу приложено постоянное электрическое поле. При этом ГЗ ориентированы либо параллельно, либо нормально направлению поля, т.е. по-прежнему применима одномерная модель поликристалла. На границах зерен, ориентированных нормально направлению поля, имеют место соотношения [7]

$$j_n(0) = j_t + ev_R n(0) - j_{lm}, \quad (30)$$

$$j_n(-\delta) = j_t - ev_R n(-\delta) + j_{lm}, \quad (31)$$

$$j_t = ev_n \bar{D}_n \left[n(0) - n(-\delta)\right], \quad (32)$$

где  $j_t$  — плотность туннельного тока через рассеивающий барьер ГЗ,  $\bar{D}_n$  — интегральная прозрачность ГЗ для электронов.

При  $\mu_n \sqrt{2kT V_s} / (el_D) \gg (v_n \bar{D}_n + v_R/2)$ , где  $\mu_n$  — подвижность электронов в объеме зерен, концентрация электронов справа ( $n(0)$ ) и слева ( $n(-\delta)$ ) от ГЗ определяются выражениями [7]

$$n(0) = N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT} + \frac{eU_c}{2kT}\right), \quad (33)$$

$$n(-\delta) = N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT} - \frac{eU_c}{2kT}\right), \quad (34)$$

где  $U_c$  — падение на межкристаллитном барьере. В (33), (34) предполагается, что  $(eU_c/4V_s)^2 \ll 1$ . Учитывая падение напряжения в объеме зерен, имеем

$$U_c - \bar{\mathcal{E}}d - \frac{j(d-2\mathcal{L})}{e\mu_n N_D}, \quad (35)$$

где  $\bar{\mathcal{E}}$  — средняя напряженность поля в поликристалле,  $j$  — плотность тока.

Если пренебречь малым вкладом дырочного тока в полный ток, то  $j_n(0) + j_n(-\delta) = 2j$ . Складывая (30), (31), находим

$$j = \left(2v_n \bar{D}_n + v_R\right) N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{eU_c}{2kT}\right). \quad (36)$$

С другой стороны из (30), (31) имеем

$$j_n(0) - j_n(-\delta) = j_R = 2 \left[ ev_R N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{eU_c}{2kT}\right) - j_{lm} \right]. \quad (37)$$

Комбинируя (36) и (37), находим окончательное выражение для плотности тока

$$j = \left(v_n \bar{D}_n + v_R/2\right) \frac{j_R + 2j_{lm}}{v_R} \operatorname{th}\left(\frac{eU_c}{2kT}\right). \quad (38)$$

При  $eU_c \ll 2kT$  плотность тока  $j = \sigma \bar{\mathcal{E}}$ , где

$$\sigma = \sigma_c \left[ 1 + \frac{\sigma_c(d-2\mathcal{L})}{e\mu_n N_d d} \right]^{-1} \quad (39)$$

— проводимость поликристалла,

$$\sigma_c = \frac{e^2(2v_n \bar{D}_n + v_R)d}{2kT} \left( G\tau_n + \frac{j_{lm}}{ev_R} \right), \quad (40)$$

$$\tau_n = j_R/2ev_R G \quad (41)$$

— время жизни неравновесных электронов на вершинах межкристаллитных барьеров (на уровне протекания тока). При  $L_b \gg (d-2\mathcal{L})$ ,  $N_s \gg n_s$  (41) дает известное соотношение:  $\tau_n = d/(Gv_n S_n N_s)$  [4].

#### 4. Обсуждение

При расчете фотоэлектрических характеристик поликристаллического полупроводника по формулам, полученным выше, наибольшее затруднение вызывает решение системы уравнений (28), (29). Рассмотрим поликристалл с моноэнергетическими ПС:  $N(E) = N_s \delta(E-E_s)$ . В этом простейшем случае имеем

$$j_{lm} = v_n n_1 S_n \sqrt{8\varepsilon_0 \varepsilon N_d V_s}, \quad (42)$$

$$i_{lm} = v_p p_1 S_p \left( e N_s - \sqrt{8 \epsilon_0 \epsilon N_d V_s} \right), \quad (43)$$

где  $n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_s)/kT]$ ,  $p_1 = N_v \exp[-(E_s - E_v)/kT]$ . Зависимость высоты межкристаллитных барьеров от уровня фотовозбуждения определяется из уравнения

$$\sqrt{8 \epsilon_0 \epsilon N_d V_s} = \frac{e N_s [v_n S_n N_d \exp(-\frac{V_s}{kT}) + v_p S_p p_1]}{v_n S_n [N_d \exp(-\frac{V_s}{kT}) + n_1] + v_p S_p [p(0) + p_1]}. \quad (44)$$

На рис. 2 представлены графики зависимости  $V_s$  от  $G$  в поликристаллическом кремнии со значениями параметров:  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $\epsilon = 11.8$ ,  $\mu_n = 522 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $D_p = 20 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $v_n = v_p = 10^7 \text{ см/с}$ ,  $L_b = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $S_n = 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $S_p = 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_s - E_v = 0.66 \text{ эВ}$ ,  $E_g = 1.12 \text{ эВ}$  [1,2],  $\bar{D}_n = 0.1$ . Как показывают расчеты, при этих значениях параметров эффективное время жизни неравновесных дырок не зависит от уровня фотовозбуждения. На рис. 3 представлен график зависимости  $\tau_p$  от размера зерен. Видно, что эффективное время жизни дырок достигает значения  $\tau_b$  только при  $d \sim 1 \text{ см}$ .

На рис. 4 представлены графики зависимости проводимости поликристалла от уровня фотовозбуждения при различных значениях  $d$ . Видно, что при  $G \leq 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  фоточувствительность поликристалла возрастает с увеличением размера зерен. При  $G = 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$  проводимость поликристалла с  $d = 10^{-2} \text{ см}$  достигает своего предельного значения  $e \mu_n N_d$  (эта величина является предельным значением проводимости поликристалла в рамках рассматриваемой модели, т.е. при  $p(0) \ll N_d$ ).

Переходя к рассмотрению поликристаллов с непрерывным распределением плотности ПС, укажем на два случая, когда можно избежать решения системы уравнений (28), (29).

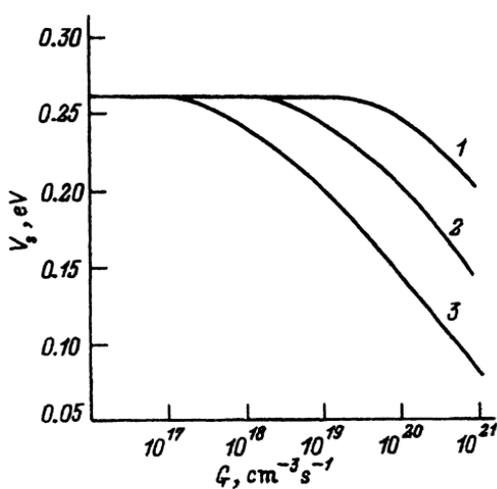


Рис. 2. Зависимость высоты межкристаллитных барьеров от уровня фотовозбуждения поликристалла при различных значениях размера зерен  $d$ , см: 1 —  $10^{-4}$ , 2 —  $10^{-3}$ , 3 —  $10^{-2}$ .

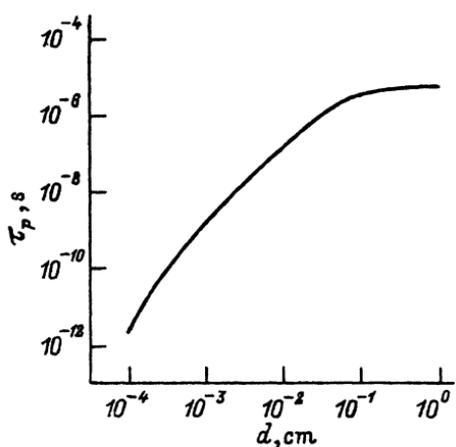


Рис. 3. Зависимость эффективного времени жизни неосновных носителей от размера зерен.

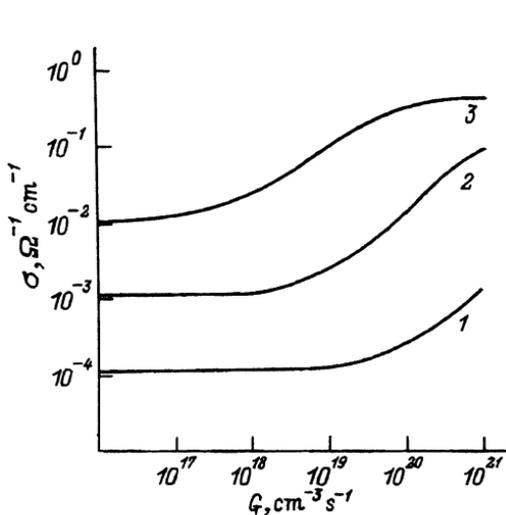


Рис. 4. Зависимость проводимости поликристалла от уровня фотовозбуждения при различных значениях  $d$ , см:

1 —  $10^{-4}$ , 2 —  $10^{-3}$ , 3 —  $10^{-2}$ .

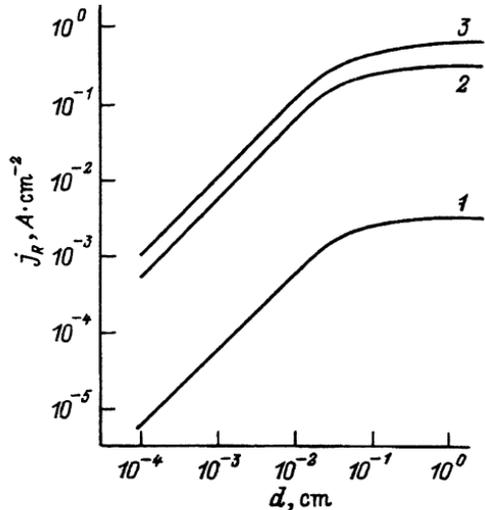


Рис. 5. Зависимость плотности рекомбинационного тока на границах зерен от размера зерен  $d$  при разных уровнях фотовозбуждения поликристалла  $G$ ,  $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$ :

1 —  $10^{18}$ , 2 —  $10^{20}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{20}$ .

1. Пусть плотность ПС  $N(E)$  быстро падает к нулю при  $E_c - E > E_g/2$ . В этом случае можно пренебречь эмиссией дырок с ПС ( $i_{lm} \ll j_R$ ). Тогда имеем

$$p(0) = Gl_1^2/wl_2, \quad (45)$$

$$j_R = 2ew_Rl_1^2G/wl_2. \quad (46)$$

Зависимость  $V_s$  от  $G$  находится из уравнения (28), где все остальные величины определены. Далее будет указано более простое приближенное уравнение для определения зависимости  $V_s$  от  $G$ .

2. Пусть параметры поликристалла удовлетворяют условию

$$D_p/v_Rl_2 \lesssim 1. \quad (47)$$

Тогда плотность рекомбинационного тока на ГЗ определяется выражением (46). Действительно, при малых уровнях фотовозбуждения, когда  $V_s \approx V_{s0}$ , где  $V_{s0}$  — равновесная высота межкристаллитных барьеров, второй член в (23) близок к нулю. При высоких уровнях фотовозбуждения выражение (23) можно переписать в виде

$$j_R = \frac{2ew_Rl_1^2G}{wl_2} \left[ 1 - \frac{D_p i_{lm}}{ew_Rl_1^2G} \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) \right]. \quad (48)$$

Используя соотношения (46), (37), (22), находим

$$\frac{D_p i_{lm}}{ew_Rl_1^2G} \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) = \frac{D_p i_{lm}}{ew_Rl_2v_RN_d} < \frac{D_p p(0)}{l_2v_RN_d}. \quad (49)$$

Так как  $p(0) \ll N_d$ , при выполнении условия (47) вторым членом в (48) можно пренебречь, т.е. имеет место соотношение (46).

В обоих случаях имеем

$$\tau_p = \tau_b \left( 1 - \frac{6w_R l_1^2}{w l_2 d} \right), \quad (50)$$

$$\tau_n = \frac{w_R l_1^2}{v_R w l_2}. \quad (51)$$

При  $(D_p/l_2 w_R) \exp(-V_s/kT) \ll 1$  соотношение (50) можно представить в виде

$$\tau_p = \tau_b \left( 1 - \frac{6l_1^2}{l_2 d} \right) + \frac{G l_1^2 L_b^2}{w_R l_2^2 d} \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right). \quad (52)$$

При значениях параметров, указанных выше, второй член в (52) много меньше первого, что и обуславливает независимость  $\tau_p$  от  $G$ .

Подставляя (46) в (12) находим

$$v_n S_n \left( e N_s - \sqrt{8\varepsilon_0 \varepsilon N_d V_s} \right) N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right) - j_{lm} = \frac{e G l_1^2 w_R}{l_2 w}. \quad (53)$$

Учет  $j_{lm}$  необходим только при низких уровнях фотовозбуждения (при высоких уровнях фотовозбуждения  $j_{lm} \ll j_R$ ). Поэтому  $j_{lm}$  в (53), а также в (40) можно считать постоянной величиной, равной ее равновесному значению, т.е.

$$j_{lm} = v_n S_n \left( e N_s - \sqrt{8\varepsilon_0 \varepsilon N_d V_{s0}} \right) N_d \exp\left(-\frac{V_s}{kT}\right). \quad (54)$$

Уравнение (53) определяет  $V_s$  как функцию от  $G$ .

В поликристаллическом кремнии со значениями параметров, указанными выше, выполняется условие (47). Поэтому его фотоэлектрические свойства можно описать соотношениями (46), (50)–(54) при любом виде плотности ПС. На рис. 5 представлены графики зависимости  $j_R$  от  $d$  при разных уровнях фотовозбуждения поликристалла. Кривые на рис. 5 располагаются значительно выше, чем соответствующие кривые работы [1] (см. рис. 10 в [1]). Одной из причин этого различия является, на наш взгляд, неточность формулы (25) работы [1]: в ней отсутствует коэффициент 2. В рамках излагаемой теории эту формулу можно получить, подставляя (27) в (13) и используя соотношение  $n(0)p(0) = n^2 \exp(\Delta E_F/kT)$  [1], где  $\Delta E_F$  — разность между квазиуровнями Ферми электронов и дырок на ГЗ.

Отметим, что в теории [1] определение фотоэлектрических характеристик поликристалла с непрерывным спектром ПС в любом случае сопряжено с численным решением системы интегральных уравнений, из которой определяются  $V_s$  и  $\Delta E_F$  как функции от  $G$ . Поэтому указанная выше возможность описывать фотоэлектрические свойства поликристалла достаточно простыми, удобными для практического использования соотношениями является одним из преимуществ изложенной здесь теории.

В заключение автор выражает благодарность Узбекскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку данного исследования.

### Список литературы

- [1] D.P. Joshi, D.P. Bhatt. IEEE Trans. Electron. Dev., **37**, 237 (1990).
- [2] D.P. Bhatt, D.P. Joshi. J. Appl. Phys., **68**, 2338 (1990).
- [3] H.C. Card. J. Appl. Phys., **52**, 3671 (1981).
- [4] B.P. Tyagi, K. Sen. Phys. St. Sol. (a). **90**, 709 (1985).
- [5] C.Y. Lu, N.C.C. Lu. Sol. St. Electron., **26**, 549 (1983).
- [6] M.M. Mandurah, K.C. Saraswat, C. Helms, T. Kamins. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-28**, 1163 (1981).
- [7] К.М. Дошчанов. ФТП, **28**, 692 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

## Recombination and charge transport in polycrystalline semiconductors under optical illumination

*K.M. Doshchanov*

Physicotechnical Institute of Physics-Sun Scientific and Production Enterprise, Academy of Sciences of Uzbekistan, 700084 Tashkent, Uzbekistan

A new theory of recombination and charge transport in polycrystalline semiconductors under optical illumination is presented.

---