

К теории фотоэлектрического эффекта в поверхностно-варизонных полупроводниках

© В.А. Холоднов[†]

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 125009 Москва, Россия

(Получена 23 марта 2012 г. Принята к печати 5 июня 2012 г.)

Построена и аналитически рассмотрена корректная математическая модель межзонной фотогенерации носителей слабым оптическим излучением в поверхностно-варизонных полупроводниках при резком изменении, в том числе ступенчатом, напряженности варизонного поля в пограничной к гомогенному слою переходной области. Проанализирована зависимость степени блокировки поверхностной рекомбинации фотоносителей от параметров варизонного приповерхностного слоя. Определены условия достижения предельной эффективности фотоэлектрического отклика полупроводников на слабое оптическое излучение за счет варизонного приповерхностного слоя.

1. Введение

Преобразование как можно большей части мощности падающего светового потока в электрический сигнал есть один из ключевых моментов при создании фотоприемников. Поэтому постоянное внимание разработчиков и производителей полупроводниковых детекторов излучения привлекают действенные возможные способы существенного повышения эффективности фотовозбуждения электронно-дырочных пар в толще образца. Для этого необходимо, кроме прочего, защитить фотоносители от гибели на поверхности. Один из известных способов решения данной задачи заключается в использовании приповерхностного широкозонного „гетероокна“ [1]. Более эффективный способ состоит в исполнении приповерхностных варизонных слоев (ПВС) с таким направлением варизонных (квазиэлектрических) полей [2–6], при котором фотоносители оттягиваются от поверхности (рис. 1, а). В этом случае плавность изменения мольного состава позволяет избежать их рекомбинацию на границе раздела гетероперехода в случае широкозонного „гетероокна“. Несмотря на солидный возраст этой идеи, нельзя признать полную ясность в условиях ее реализации.

Аналитический расчет рабочих, в том числе фотоэлектрических, характеристик варизонных полупроводников обычно проводится либо в модели однородной (например, [5–9]), либо в модели ступенчато-однородной (например, [10–13]) напряженности варизонного поля E_{var} . Модель всюду однородного значения E_{var} хотя и позволяет получить аналитические результаты, но из-за отсутствия гомогенной области не вполне адекватна предмету исследований. Численный анализ (например, [14]) хотя и предполагает наличие гомогенной области, но не позволяет, естественно, получить сколь-нибудь общие закономерности. В модели ступенчато-однородного профиля $E_{\text{var}}(x)$ возникает вопрос об условиях сшивки решений на границах раздела варизонных слоев. Сюда же относится и задача о степени блокировки ПВС

поверхностной рекомбинации фотоносителей, возбужденных в гомогенной области образца [13].

Казалось бы, что при отсутствии рекомбинационных и зарядовых состояний на границах раздела можно требовать непрерывности напряженности фотоиндуцированного электрического поля E_{ph} [10,11] и плотностей электронного $I_{\text{ph}}^{(n)}$ и дырочного $I_{\text{ph}}^{(p)}$ фототоков [11,12]. Такой обычный подход был применен и в работе [13], но он математически не достаточно корректен. Дело в том, что из-за разрыва E_{var} нельзя, строго говоря, проводить интегрирование уравнения Пуассона для E_{ph} и уравнений непрерывности для $I_{\text{ph}}^{(n)}$ и $I_{\text{ph}}^{(p)}$ в окрестности варизонно-гомогенной границы. По этой причине, видимо, при вычислениях в работе [13] нарушалась исходно предполагавшаяся локальная квазинейтральность [15–18] в варизонных слоях вблизи варизонно-гомогенной границы (ВГГ). В краткой статье [19] изложена корректная квазинейтральная математическая модель слабого фотовозбуждения носителей в образцах с ПВС при непрерывном изменении $E_{\text{var}}(x)$. Решение при ступенчатом профиле $E_{\text{var}}(x)$ получено за счет предельного перехода $\Delta \rightarrow 0$, где $\Delta = x_2 - x_1$ — толщина переходного слоя (рис. 1).

В данной работе проведено развернутое аналитическое рассмотрение модели статьи [19], причем фотогенерация носителей в отличие от статьи [19] не предполагается однородной.

2. Исходные соотношения

Плотности электронного $I^{(n)}$ и дырочного $I^{(p)}$ токов

$$\begin{aligned} I^{(n)} &= q\mu_n n \left(E + E_{\text{var}}^{(n)} \right) + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \\ I^{(p)} &= q\mu_p p \left(E + E_{\text{var}}^{(p)} \right) - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (1)$$

и напряженность электрического поля E удовлетворяют уравнениям непрерывности

$$\frac{\partial I^{(p)}}{\partial x} = q(g - R_{\text{rec}}) = -\frac{\partial I^{(n)}}{\partial x} \quad (2)$$

[†] E-mail: vkholodnov@mail.ru, kholodnov@cplire.ru

и уравнению Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \quad (3)$$

соответственно, где n и p — концентрации электронов и дырок; μ_n, μ_p и D_n, D_p — их подвижности и коэффициенты диффузии; напряженности электронного $E_{\text{var}}^{(n)}$ и дырочного $E_{\text{var}}^{(p)}$ варизонных полей [3,4]

$$E_{\text{var}}^{(n)} = -\frac{1}{q} \frac{\partial \chi}{\partial x}, \quad E_{\text{var}}^{(p)} = -\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} (E_g + \chi), \quad (4)$$

χ — электронное сродство, $E_g = E_c - E_v$ — ширина запрещенной зоны, E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, $g(x)$ и $R_{\text{rec}}(n, p)$ — плотности скоростей фотогенерации и рекомбинации носителей, ρ — плотность объемного заряда, ε — диэлектрическая проницаемость, $q > 0$ — абсолютное значение заряда электрона. При разомкнутой электрической цепи плотность полного кондуктивного тока равна

$$I = I^{(n)} + I^{(p)} = 0. \quad (5)$$

Так как в равновесном состоянии электронный и дырочный тока равны нулю,

$$\mu_n n_e (E_e + E_{\text{var}}^{(n)}) + D_n \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

причем равновесные концентрации электронов n_e и дырок p_e связаны соотношением

$$n_e p_e = n_i^2(x), \quad (7)$$

где n_i и E_e — собственная концентрация носителей и равновесное значение E .

3. Постановка задачи

Ориентируясь прежде всего на высоко зарекомендовавший себя узкозонный материал $n\text{-Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$, который до сих пор не утратил своего лидерства при создании еще более эффективных пороговых инфракрасных фотоприемников, в том числе фоторезисторов [20–24], примем следующие допущения.

1. Межзонные фотогенерация и рекомбинация (Оже — для $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$).

2. Локальная квазинейтральность фотовозбужденной плазмы [15–18], т.е. в нашем случае концентрации фотоэлектронов n_{ph} и фотодырок p_{ph} с большой точностью равны друг другу.

3. Электронное сродство $\chi(x) = \text{const}$ [25,26].

4. Равновесная концентрация основных носителей (электронов) $n_e(x) = \text{const}$.

В рассматриваемых условиях

$$E_{\text{var}}^{(n)} = 0, \quad E_e = 0, \quad E_{\text{var}}^{(p)} = -\frac{1}{q} \frac{\partial E_g}{\partial x} \equiv E_{\text{var}}, \quad (8)$$

$$N_D(x) = n_e + [n_i^2(x)] / n_e,$$

т.е. при $(n_e/n_i)^2 \gg 1$ имеем

$$N_D \approx n_e = \text{const}, \quad p_e \approx n_i^2/N_D, \quad (9)$$

где N_D — концентрация мелких, полностью ионизованных доноров.

5. Линейное приближение по плотности скорости фотогенерации $g(x)$ [пороговый фотоприемник → слабая засветка]. Эти допущения позволяют записать

$$R_{\text{rec}} = \frac{p_{\text{ph}}(x)}{\tau(x)}, \quad (10)$$

$$I_{\text{ph}}^{(n)} = q\mu_n n_e E_{\text{ph}} + qD_n \frac{\partial p_{\text{ph}}}{\partial x},$$

$$I_{\text{ph}}^{(p)} = q\mu_p (p_e E_{\text{ph}} + p_{\text{ph}} E_{\text{var}}) - qD_p \frac{\partial p_{\text{ph}}}{\partial x}, \quad (11)$$

где в нулевом приближении по $p_e/n_e \ll 1$ и в первом приближении по $p_{\text{ph}}/n_e \ll 1$

$$E_{\text{ph}}(x) = \frac{(D_p - D_n)}{\mu_n n_e} \frac{\partial p_{\text{ph}}}{\partial x} - \frac{\mu_p E_{\text{var}}}{\mu_n n_e} p_{\text{ph}} g, \quad (12)$$

$\tau(x)$ — время жизни фотоносителей. Из соотношений (1), (2), (9)–(12) следует, что распределение концентрации фотоносителей определяется уравнением

$$D_p \frac{\partial^2 p_{\text{ph}}}{\partial x^2} - \mu_p E_{\text{var}}(x) \frac{\partial p_{\text{ph}}}{\partial x} = \left[\mu_p \frac{\partial E_{\text{var}}}{\partial x} + \frac{1}{\tau(x)} \right] p_{\text{ph}} - g(x), \quad (13)$$

где μ_n, μ_p и D_n, D_p приняты не зависящими от x .

6. Отсутствие внутренних поверхностных [δ -образных] рекомбинационных и зарядовых состояний, а функция $E_{\text{var}}(x)$ — непрерывна. Поэтому $I_{\text{ph}}^{(n)}(x), I_{\text{ph}}^{(p)}(x)$ и $E_{\text{ph}}(x)$ — всюду непрерывные функции.

7. В варизонном слое {1} ($-W \leq x \leq x_1$) ширина запрещенной зоны $E_g(x)$ линейно зависит от x , а в переходной области {~} ($x_1 \leq x \leq x_2$) — квадратично (рис. 1, а), т.е. (рис. 1, б),

$$E_{\text{var}}(x) = \begin{cases} E_1 = \text{const} & \text{при } -W \leq x \leq x_1, \\ E_1(x_2 - x)/\Delta & \text{при } x_1 \leq x \leq x_2, \\ 0 & \text{при } x \geq x_2. \end{cases} \quad (14)$$

Соотношения (14) позволяют провести аналитическое решение задачи для тонких переходных слоев размером Δ (рис. 1), в том числе для $\Delta \rightarrow 0$.

8. Скорость поверхностной рекомбинации бесконечно большая (наихудшая ситуация), т.е.

$$p_{\text{ph}}(-W) = 0. \quad (15)$$

9. $\tau(x) = \text{const}$ равно времени жизни в гомогенной области $\bar{\tau}$ (в варизонных слоях при оже-рекомбинации время жизни превышает $\bar{\tau}$). Однако это не существенно,

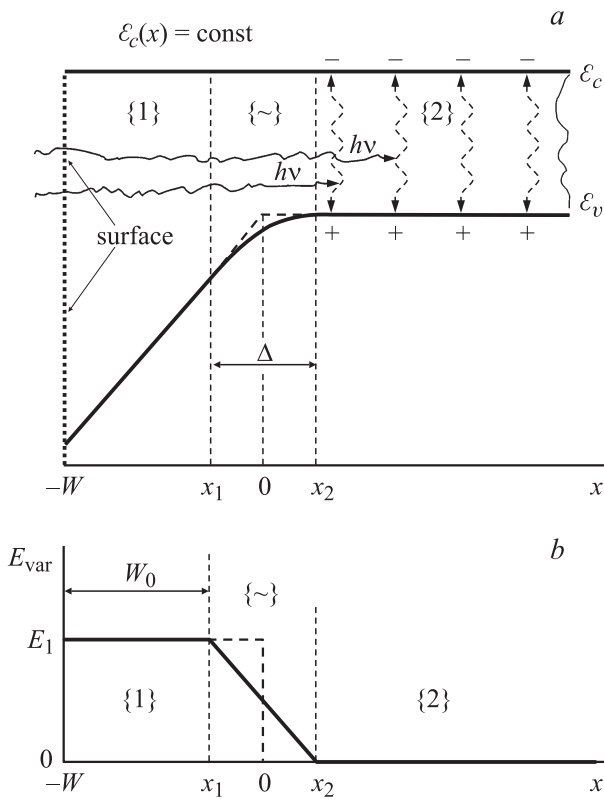


Рис. 1. Энергетическая диаграмма полупроводника с приповерхностным варизонным слоем (а) и распределение напряженности варизонного поля (б). Принято: $x_2 = -x_1 = \Delta/2$, $h\nu$ — энергия фотона, ε_c и ε_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

так как толщина варизонного слоя W , как правило, не больше амбиполярной диффузионной длины фотоносителей, обычно с большой точностью равной длине неосновных носителей (в нашем случае — дырок L_p).

10. Гомогенная область полубесконечна и лишь в ней происходит фотогенерация. Тогда [3,15]

$$g(x) = g(x_2) \exp[-\gamma(x - x_2)] U_-(x - x_2), \quad (16)$$

где $g(x_2) = (1 - R)\gamma F_0$, γ и R — коэффициенты поглощения и отражения светового потока, F_0 — его плотность, $U_-(x)$ — асимметричная единичная функция от x [27]. Для наших целей это допущение не принципиально, но оно заметно упрощает выкладки.

4. Концентрация фотоносителей

4.1. Дифференциальные уравнения и их общие решения

Из соотношений (13) и (14) следует, что распределение концентрации фотоносителей определяется следующими уравнениями.

В приповерхностном варизонном слое {1} (при $-W = -W_0 - \Delta/2 \leq x \leq x_1 = -\Delta/2$)

$$D_p \frac{\partial^2 p_{ph}}{\partial x^2} - \mu_p E_1 \frac{\partial p_{ph}}{\partial x} - \frac{p_{ph}}{\tau} = 0. \quad (17)$$

В гомогенном слое {2}, т.е. при $x \geq x_2 = \Delta/2$,

$$D_p \frac{\partial^2 p_{ph}}{\partial x^2} = \frac{p_{ph}}{\tau} - g(x). \quad (18)$$

В переходной области {~}, т.е. при $-\Delta/2 = x_1 \leq x \leq x_2 = \Delta/2$,

$$D_p \frac{\partial^2 p_{ph}}{\partial x^2} - \mu_p E_1 \frac{x_2 - x}{\Delta} \frac{\partial p_{ph}}{\partial x} + p_{ph} [(\mu_p E_1 / \Delta) - 1/\tau] = 0. \quad (19)$$

Из уравнения (17) и условия (15) следует, что в ПВС {1}

$$p_{ph}(x) = p_{ph}^{(1)} = k_{ph}^{(1)}(x) \bar{p}_{ph}^{(s)} \equiv \frac{\psi(x)}{\psi(x_1)} k_{ph}^{(1)}(x_1) \bar{p}_{ph}^{(s)}, \quad (20)$$

где

$$\psi(x) = Z \exp(x/L_2) - \exp(-x/L_1), \quad (21)$$

$$L_{1,2} = \frac{1}{2}(l \pm d), \quad l = \sqrt{d^2 + 4L_p^2},$$

$$d = \mu_p E_1 \tau, \quad L_p = \sqrt{D_p \tau}, \quad (22)$$

d — дрейфовая длина дырок в варизонном поле E_1 , L_p — их диффузионная длина,

$$Z(\Delta) = \exp\left(\frac{l[W_0 + (\Delta/2)]}{L_p^2}\right), \quad (23)$$

поверхностная концентрация фотоносителей в гомогенном образце с идеальной поверхностью, т.е. при отсутствии поверхностной рекомбинации,

$$\bar{p}_{ph}^{(s)} = (1 - R)[\gamma \tau / (\theta + 1)] F_0, \quad (24)$$

$\theta = \gamma L_p$.

Из уравнения (18) и условия $\lim_{x \rightarrow \infty} p_{ph}(x) = 0$ следует, что в гомогенном слое {2}

$$p_{ph}(x) = p_{ph}^{(2)}(x) = k^{(2)}(x) \bar{p}_{ph}^{(s)}, \quad (25)$$

где

$$k^{(2)}(x) \equiv \left[k^{(2)}(x_2) - (1 - \theta)^{-1} \right] \exp[(x_2 - x)/L_p] + \frac{\exp[\gamma(x_2 - x)]}{1 - \theta}. \quad (26)$$

Уравнение (19) преобразованием

$$p_{ph}(x) = \tilde{p}_{ph}(x) \equiv \tilde{f}(x) \exp\left[\frac{\tilde{\varphi}(x)}{2}\right], \quad (27)$$

$$\tilde{\varphi}(x) = \frac{d(x_2 - x)^2}{2\Delta L_p^2} = \frac{qE_1(x_2 - x)^2}{2\Delta kT} = \varepsilon_2 \left(\frac{x_2 - x}{\Delta}\right)^2, \quad (28)$$

приводится к виду

$$L_p^2 \frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial x^2} + C(x) \tilde{f}(x) = 0, \quad (29)$$

где

$$C(x) = \frac{1 - \varepsilon_1 - \tilde{\varphi}(x)}{\varepsilon_1}, \quad \varepsilon_1 = \frac{2\Delta}{d}, \quad \varepsilon_2 = \tilde{\varphi}(x_1) = \frac{q\Delta E_1}{2kT}, \quad (30)$$

k — постоянная Больмана, T — температура. Уже при толщинах Δ переходной области $\{\sim\}$ в несколько сот нанометров обычно выполняется неравенство

$$\varepsilon \equiv \varphi_1 + \varepsilon_2 \ll 1. \quad (31)$$

При условии (31), пренебрегая в числителе выражения (29) для $C(x)$ слагаемыми ε_1 и $\tilde{\varepsilon}(x)$, общее решение уравнения (19) можно записать в виде

$$\tilde{p}_{ph}(x) = \tilde{k}(x) \tilde{p}_{ph}^{(s)} = [\tilde{k}(x_1) \tilde{\varphi}_1(x) + \tilde{k}(x_2) \tilde{\varphi}_2(x)] \tilde{p}_{ph}^{(s)}, \quad (32)$$

где

$$\tilde{\varphi}_{1,2}(x) = \pm \frac{1}{\sin(\sqrt{\varepsilon_2})} \sin[\alpha(x_{2,1} - \alpha(x))] \exp\left[\frac{\tilde{\varphi}(x_{1,2}) - \tilde{\varphi}(x)}{2}\right], \quad (33)$$

$$\alpha(x) = \sqrt{\varepsilon_2} \left(\frac{x}{\Delta}\right). \quad (34)$$

4.2. Решение задачи

Теперь главный момент состоит в определении условий сшивки в точках x_1 и x_2 (рис. 1). Требования непрерывности электронного и дырочного фототоков (11) и фотоиндуцированного электрического поля (12) в какой-то точке x приводят к

$$2E_{ph}(x) (p_{ph}^- - p_{ph}^+) + p_{ph}^- E_{var}^- - p_{ph}^+ E_{var}^+ = 0, \quad (35)$$

$$\left. \frac{\partial p_{ph}}{\partial x} \right|^- - \left. \frac{\partial p_{ph}}{\partial x} \right|^+ = \frac{q}{kT} E_{ph}(x) (p_{ph}^+ - p_{ph}^-), \quad (36)$$

где верхние символы „-“ и „+“ означают значения соответствующих величин слева и справа от точки x . В точке $x = x_1$ значения $E_{var}^- = E_{var}^+ = E_1 \neq 0$. Поэтому соотношение (35) принимает вид

$$[2E_{ph}(x_1) + E_1] [p_{ph}^{(1)}(x_1) - \tilde{p}_{ph}(x_1)] = 0. \quad (37)$$

Так как $2E_{ph}(x_1) + E_1 \neq 0$, то

$$p_{ph}^{(1)}(x_1) = \tilde{p}_{ph}(x_1), \quad (38)$$

а поэтому, как видно из (36),

$$\left. \frac{\partial p_{ph}^{(1)}}{\partial x} \right|_{x=x_1} = \left. \frac{\partial \tilde{p}_{ph}}{\partial x} \right|_{x=x_1}. \quad (39)$$

При $x = x_2$ значения $E_{var}^- = E_{var}^+ = 0$. Поэтому из соотношений (35) и (36) следует

$$\left. \frac{\partial p_{ph}^{(2)}}{\partial x} \right|_{x=x_2} = \left. \frac{\partial \tilde{p}_{ph}}{\partial x} \right|_{x=x_2}, \quad (40)$$

$$E_{ph}(x_2) [\tilde{p}_{ph}(x_2) - p_{ph}^{(2)}(x_2)] = 0. \quad (41)$$

Условие (40) допускает возможность $E_{ph}(x_2) = 0$. Согласно приведенному далее решению, $\partial p_{ph}^{(2)}/\partial x|_{x=x_2} \neq 0$. Следовательно, как это видно из (12), при $b \equiv D_n/D_p \neq 1$ имеем

$$p_{ph}^{(2)}(x_2) = \tilde{p}_{ph}(x_2). \quad (42)$$

Условие (42) выполняется при сколь угодно близком к 1 значении b . Поэтому его можно считать справедливым и при $b = 1$. Сшивка решений в точках x_1 и x_2 дает

$$k^{(1)}(x_1) = \tilde{k}(x_1) = \frac{A_1}{A}, \quad k^{(2)}(x_2) = \tilde{k}(x_2) = \frac{A_2}{A}, \quad (43)$$

где

$$A = \left(1 + a + \frac{L_p}{L_2} - \frac{qE_1 L_p}{2kT}\right) \sqrt{\varepsilon_2} \frac{\text{ctg} \sqrt{\varepsilon_2}}{\Delta} + \frac{1}{L_2} + \frac{a}{L_p} - \frac{qE_1}{2kT} - \frac{\varepsilon_2}{\Delta^2} L_p, \quad (44)$$

$$a = \frac{l/L_p}{\exp[lW_0/(L_p^2)] - 1}, \quad (45)$$

$$A_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \exp(-\varepsilon_2/2)}{\Delta \sin \sqrt{\varepsilon_2}},$$

$$A_2 = \frac{qE_1}{2kT} - \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\Delta} \text{ctg} \sqrt{\varepsilon_2} + \frac{1}{L_2} + \frac{a}{L_p}. \quad (46)$$

Соотношения (20)–(26), (28), (30), (32), (33), (43)–(46) описывают величину и пространственное распределение концентрации фотоносителей при выполнении условия (31).

4.3. Предел бесконечно узкой переходной области

Представляет интерес подробно проанализировать предельный случай $\Delta \rightarrow 0$, отражающий собой ситуацию со скачком варизонного поля E_{var} в точке $x = 0$. Обозначим

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} k(x) \equiv \lim_{\Delta \rightarrow 0} \left[\frac{p_{ph}(x)}{\tilde{p}_{ph}^{(s)}} \right] = k_0(x). \quad (47)$$

Из (43)–(46) следует, что концентрация фотоносителей в точке скачка непрерывна:

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} k^{(1)}(x_1) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} k^{(2)}(x_2) \equiv k_0(0) = \frac{L_p(Z_0 - 1)}{L_p(Z_0 - 1) + L_1 + Z_0 L_2}, \quad (48)$$

где $Z_0 = Z(0)$. В то же время при $x = 0$ производные от концентрации по x разрывны:

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\partial k^{(2)}/\partial x|_{x=x_1}}{\partial k^{(1)}/\partial x|_{x=x_2}} = \frac{L_1 + Z_0 L_2}{L_2 + Z_0 L_1} \neq 1. \quad (49)$$

Разница между производными определяется соотношением

$$\partial k_0^{(1)}/\partial x|_{x=0} - \partial k_0^{(2)}/\partial x|_{x=0} = \frac{q}{kT} E_1 k_0(0) \quad (50)$$

и растет по мере увеличения напряженности варизонного поля E_1 . Рис. 2 иллюстрирует пространственное распределение фотоносителей при ступенчатом профиле $E_1(x)$. Из выражений (11), (12), (48) и (50) следует, что в нулевом приближении по $p_e/n_e \ll 1$ и в первом приближении по $p_{ph}/n_e \ll 1$ дырочный и электронный фототоки непрерывны в точке скачка $x = 0$, а фотоиндуцированное электрическое поле терпит разрыв:

$$\left[E_{ph,0}^{(1)} - E_{ph,0}^{(2)} \right]_{x=0} = -E_1 \frac{p_{ph,0}(0)}{n_e} \neq 0, \quad (51)$$

где $E_{ph,0}^{(1)}(x)$, $E_{ph,0}^{(2)}(x)$ и $p_{ph,0}(0)$ — его напряженности в варизонном {1} и гомогенном {2} слоях и концентрация фотоносителей в точке $x = 0$ при $\Delta = 0$ (рис. 1).

Зависимости $k_0(0)$ от отношения дрейфовой длины фотодырок в варизонном поле d к их диффузионной длине L_p и от отношения толщины варизонного слоя W_0 к L_p изображены на рис. 3, *a* и *b* соответственно. Как следует из выражения (26), соотношение $R_0^{(2)} = P_{ph,0}^{(2)}/\bar{P}$ полного числа фотоносителей в гомогенном слое $P_{ph,0}^{(2)} = \int_0^\infty p_{ph,0}^{(2)}(x) dx$ поверхностно-варизонного образца к полному числу фотоносителей в

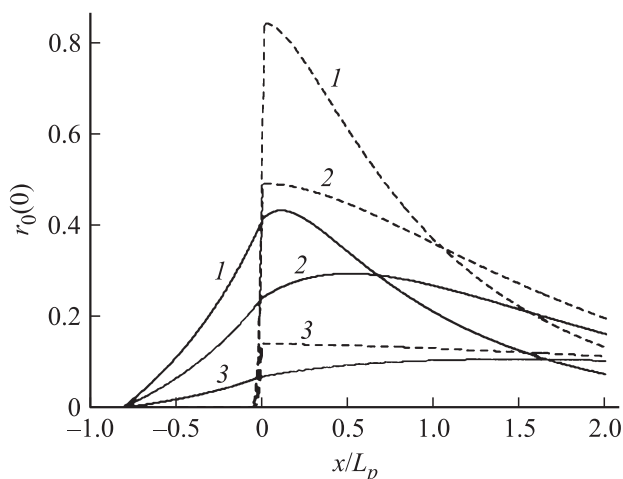


Рис. 2. Пространственное распределение концентрации фотодырок $p_{ph,0}(x)$ при ступенчатом профиле напряженности варизонного поля $E_{var}(x)$ для двух отношений дрейфовой длины фотодырок d к их диффузионной длине L_p и трех произведений $\theta = \gamma L_p$. Значения θ : 1 — 6, 2 — 1, 3 — 1/6; значения d/L_p : сплошные кривые — 1, штриховые кривые — 100. Принято: $W_0/L_p = 0.8$, $r_0 = p_{ph,0}(x)/[(1-R)(\tau/L_p)F_0]$.

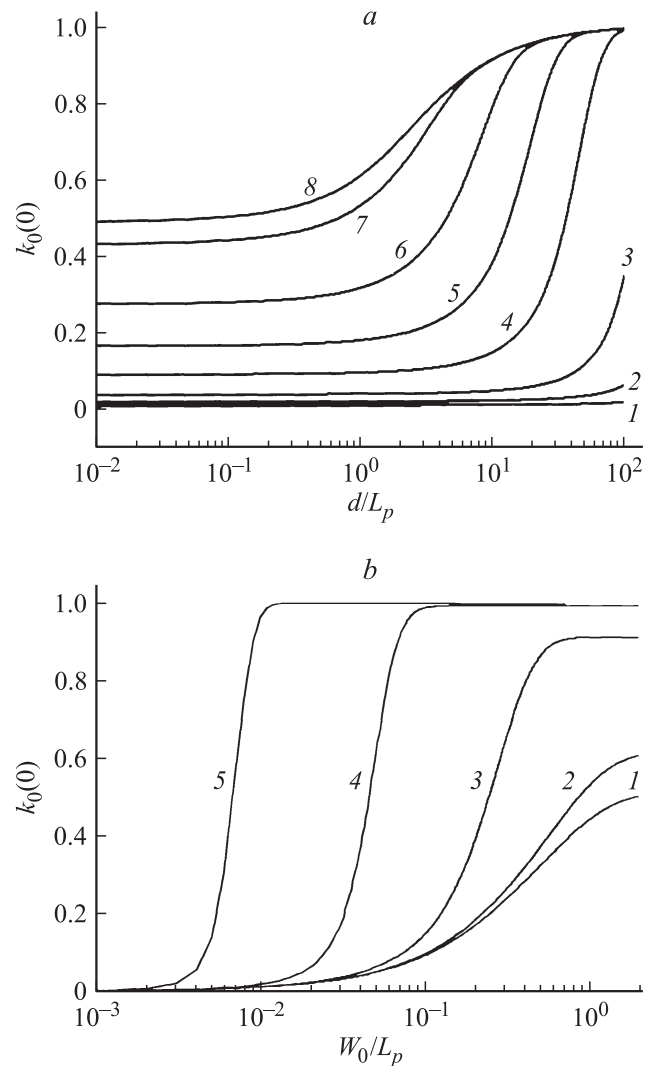


Рис. 3. Зависимости эффективности фотовозбуждения носителей на границе гомогенного слоя с варизонным $k_0(0)$ при скачке варизонного поля в точке $x = 0$ (*a*) от d/L_p для различных толщин варизонного слоя W_0 и (*b*) от W_0/L_p для различных дрейфовых длин d . *a* — значения W_0/L_p : 1 — 0.01, 2 — 0.02, 3 — 0.04, 4 — 0.1, 5 — 0.2, 6 — 0.4, 7 — 1, 8 — 2. *b* — значения d/L_p : 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 0.10, 4 — 100, 5 — 1000.

идеальном гомогенном образце $\bar{P} = \int_0^\infty \bar{p}(x) dx$ определяется соотношением (рис. 4)

$$R_0^{(2)} = \frac{\theta k_0(0) + 1}{\theta + 1} \quad (52)$$

и близко к единице, если

$$1 - k_0(0) \ll 1 + (1/\theta). \quad (53)$$

Из неравенства (53) видно, что уровень фотогенерации носителей слабо поглощаемым излучением ($\theta \ll 1$) не реагирует, как это и должно быть, на поверхностной рекомбинационный „потенциал“ при любых параметрах варизонного слоя. Фоточувствительность образца

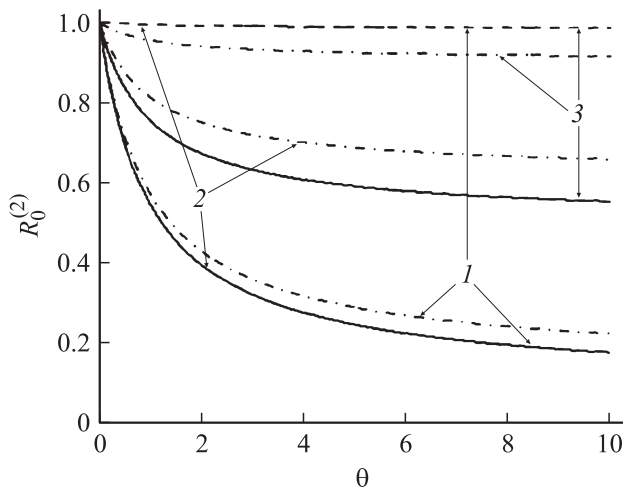


Рис. 4. Зависимости отношения $R_0^{(2)}$ полного числа фотоносителей в гомогенной области {2} при $\Delta = 0$ к полному числу фотоносителей в гомогенном образце с идеальной поверхностью, от $\theta = \gamma L_p$ для трех отношений d/L_p и W_0/L_p . Значения d/L_p : сплошные кривые — 1, штрихпунктирные — 10, штриховая — 100. Значения W_0/L_p : 1 — 0.1, 2 — 0.3, 3 — 0.9.

практически не будет зависеть от рекомбинационного состояния поверхности при любых значениях параметра $\theta \equiv \gamma L_p$, если, как это следует из (53),

$$\exp(dW_0/L_p^2) \equiv \exp(v_{dr}/v_{dif}) \gg (d/L_p)^2 > 4, \quad (54)$$

где $v_{dr} = \mu_p E_1$ и $v_{dif} = D_p/W_0$ — дрейфовая и диффузионная скорости дырок в варизонном слое.

Выше предполагалось выполнение условия локальной квазинейтральности

$$|\partial E_{ph}/\partial x| l \ll (4\pi/\epsilon) q p_{ph}. \quad (55)$$

Оно обычно реализуется с большим запасом [19].

5. Заключение

Приповерхностные варизонные слои (ПВС) с направлением варизонных (квазиэлектрических) полей, оттягивающим фотоносители от поверхности, препятствуют их поверхностной рекомбинации. В развитие работы [19] в данной статье аналитически рассмотрена модель неоднородной межзонной фотогенерации носителей слабым оптическим излучением в поверхностно-варизонных полупроводниках, для простоты, полубесконечных. Модель предполагает плоскую зону для основных носителей и ступенчато-однородную напряженность варизонного поля E_{var} для неосновных (рис. 1, $\Delta = 0$). При последних двух условиях решение задачи, на первый взгляд, становится тривиальным. Но задача усложняется необходимостью сшивки решений на варизонно-гомогенной границе (ВГГ) [$x = 0$ при $\Delta = 0$]. Плавность изменения мольного состава позволяет допустить отсутствие рекомбинационных и зарядовых состояний

на границе раздела. Тогда можно требовать, казалось бы, непрерывности напряженности фотоэлектрического поля E_{ph} [10,11] и плотностей электронного $I_{ph}^{(n)}$ и дырочного $I_{ph}^{(p)}$ фототоков [11,12]. Однако такое требование приводит к физически неприемлемым результатам. Дело в том, что непрерывности E_{ph} и $I_{ph}^{(n)}, I_{ph}^{(p)}$ вытекают в результате интегрирования уравнений Пуассона (3) и непрерывности токов (2) в бесконечно малой окрестности ВГГ, а из-за разрыва $E_{var}(x)$ этого делать нельзя. Для выхода из положения разработана допускающая аналитическое решение модель всюду непрерывного изменения $E_{var}(x)$ [см. соотношения (14), (30), (31) и рис. 1]. В этом случае функции $E_{ph}(x)$, $I_{ph}^{(n)}(x)$ и $I_{ph}^{(p)}(x)$ также всюду непрерывны. Поэтому в точках x_1 и x_2 (рис. 1), как показано выше, можно требовать непрерывности концентрации фотоносителей и ее производной $p_{ph}(x)$ и $\partial p_{ph}(x)/\partial x$. Решение при ступенчатом профиле $E_{var}(x)$ находится за счет устремления к 0 толщины переходного слоя Δ (рис. 1).

В результате получено, что в точке скачка $x = 0$ концентрация фотоносителей, дырочный и электронный фототоки непрерывны, а $\partial p_{ph}(x)/\partial x$ и напряженность фотоиндуцированного электрического поля $E_{ph}(x)$ терпят разрыв. Эти разрывы обусловлены накоплением неосновных фотоносителей на ВГГ ($x = 0$) вследствие отсутствия варизонного поля для основных фотоносителей. Из-за уменьшения оттока неосновных фотоносителей к поверхности разности производных $\partial p_{ph}(x)/\partial x$ (рис. 1) и напряженностей $E_{ph}(x)$ тем больше, чем больше напряженность варизонного поля для неосновных фотоносителей E_1 (рис. 1, б).

Выражения (52) и (53) показывают, что требования на параметры ПВС для обеспечения защиты фотоносителей в целом от поверхностной рекомбинации зависят от значения произведения $\theta \equiv \gamma L_p$ (рис. 2, 4) — коэффициента поглощения света γ на диффузионную длину неосновных носителей (в нашем случае — дырок L_p). Для эффективной блокировки поверхностной рекомбинации при любых значениях θ нужно, как это видно из неравенства (54), чтобы дрейфовая скорость неосновных носителей (дырок) v_{dr} в варизонном поле E_1 , направленная от поверхности, хотя бы в 2–3 раза превышала их диффузионную скорость в варизонном слое $v_{dif} = D_p/W_0$, направленную к поверхности. Другими словами, условие (54) означает, что для предотвращения рекомбинации на поверхности при любых значениях θ необходимо, чтобы фотодырки при прохождении без потерь варизонного слоя {1} могли бы набирать в варизонном поле E_1 энергию, большую тепловой kT , и квадрат отношения дрейфовой длины неосновных фотоносителей (фотодырок) $d = v_{dr}\tau$ в этом квазиэлектрическом поле к диффузионной был бы больше четырех, т.е. неосновные фотоносители при прохождении без потерь расстояния, равного d , должны набирать энергию, превышающую $4kT$. Для слабо поглощаемого света ($\theta \ll 1$) фоточувствительность образца практически не

реагирует, как это и должно быть, на рекомбинационный „потенциал“ поверхности при любых параметрах приповерхностного варизонного слоя.

Отметим, что условие обеспечения концентрации фотоносителей на варизонно-гомогенной границе такое же, как и на поверхности идеального образца, не зависит, в отличие от обеспечения блокировки поверхностной рекомбинации фотоносителей в целом, от значения θ (рис. 3) и совпадает с условием (54).

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. УФН, **172** (9), 1072 (2002).
- [2] А. Крёмер. УФН, **172** (9), 1087 (2002).
- [3] А.М. Васильев, А.П. Ландсман. *Полупроводниковые фотопреобразователи* (М., Сов. радио, 1971) гл. II, разд. 4, с. 36; разд. 6, с. 46.
- [4] В.И. Ильин, С.Ф. Мусихин, А.Я. Шик. *Варизонные полупроводники и гетероструктуры* (СПб, Наука, 2000) гл. 1, разд. 1.1-1.4; гл. 4, разд. 4.1.
- [5] Г.В. Царенков. ФТП, **9** (2), 253 (1975).
- [6] О.В. Константинов, Г.В. Царенков. ФТП, **10** (4), 720 (1976).
- [7] Б.С. Соколовский. ФТП **30** (6), 1006 (1996).
- [8] В.А. Бывалый, А.С. Волков, Ю.А. Гольдберг, А.Г. Дмитриев, Б.В. Царенков. ФТП, **13** (6), 1100 (1979).
- [9] Б.С. Соколовский, В.И. Иванов-Омский, Г.А. Ильчук. ФТП, **39** (12), 409 (2005).
- [10] Р.Ф. Казаринов, Г.В. Царенков. ФТП, **10** (2), 297 (1976).
- [11] В.А. Холоднов, А.А. Другова. Письма ЖТФ, **27** (12), 42 (2001).
- [12] И.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. ФТП, **31** (1), 3 (1997).
- [13] A. Drugova, V. Kholodnov, M. Nikitin. Phys. Status. Solidi C, **2** (3), 1212 (2005).
- [14] В.М. Осадчий, А.О. Сусяков, В.В. Васильев, С.А. Дворецкий. ФТП, **33** (3), 293 (1999).
- [15] Р. Смит. *Полупроводники* (М., Мир, 1982) гл. 7, разд. 7.3, с. 207; гл. 10, разд. 10.9, с. 380. [Пер. с англ. (London–N.Y.–Melburne, Cambridge University Press, 1978)].
- [16] И. Аут, Д. Генцов, К. Герман. *Фотоэлектрические явления* (М., Мир, 1980) гл. 3, разд. 3.3, § 3.3.3, с. 68. [Пер. с нем. (Berlin, Academie-Verlag, 1977)].
- [17] В.А. Холоднов. ФТП, **30** (6), 1011 (1996).
- [18] В.А. Холоднов. Письма ЖЭТФ, **67** (9–10), 655 (1998).
- [19] В.А. Холоднов. Письма ЖТФ, **36** (20), 1 (2010).
- [20] В.П. Пономаренко. УФН, **173** (6), 649 (2003).
- [21] К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский. ФТП, **40** (1), 3 (2006).
- [22] G.V. Chekanova, A.A. Drugova, V.A. Kholodnov, M.S. Nikitin. Proc. SPIE, **7113**, 1A (2008).
- [23] А.И. Инжин, И.И. Инжин, К.Д. Мынбаев, В.И. Иванов-Омский, Н.Л. Баженов, В.А. Смирнов, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров. Письма ЖТФ, **35** (3), 103 (2009).
- [24] А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришеков. *Современное состояние и магистральные направления развития твердотельной фотоэлектроники* (М., Физматкнига, 2010) разд. 4, § 4.2, с. 42.
- [25] P. Migliorato, A.M. White. Sol. St. Electron., **26** (1), 65 (1983).
- [26] D.L. Smith. Appl. Phys. Lett., **45** (1), 83 (1984).
- [27] Г. Корн, Т. Корн. *Справочник по математике* (М., Наука, 1968) гл. 21, разд. 8, с. 676. [Пер. с англ.: G. Korn, T. Korn (N.Y.–Toronto–London, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1961)].

Редактор Т.А. Полянская

To the theory of photoelectric effect in surface-graded-gap semiconductors

V.A. Kholodov

Kotel'nikov Institute
of Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia

Abstract Correct mathematical model of carrier inter-band photo-generation by low intensity optical radiation in structure consisting of graded-gap layer near surface of semi-infinite homogeneous semiconductor when graded-gap field is varied abruptly, including stepwise, in narrow transition region to homogeneous semiconductor is constructed and analytically considered. Dependence of extent of blocking of photo-carrier surface recombination on subsurface graded-gap layer parameters is analysed. The conditions, when efficiency of photoelectric response to low intensity optical radiation at the cost of subsurface graded-gap layer reach peak value, are determined.