

УДК 621.382.2

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ БИПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С УЧЕТОМ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

Р.С. АСАТРЯН, Г.С. КАРАЯН, А.А. МАКАРЯН

Ереванский государственный университет

Изучено изменение координатного распределения неосновных носителей тока в базовых областях неоднородных многослойных полупроводниковых структур с учетом поверхностной рекомбинации при наличии внешнего оптического излучения. Показано, что влияние поверхностной рекомбинации на электрофизические параметры биполярных многослойных структур не связано с внешним излучением.

В современной оптоэлектронике и фотонике существует тенденция уменьшения размеров, в частности, толщин используемых материалов, с одной стороны, и увеличения их чувствительности и быстродействия, с другой стороны. Такая необходимость обусловлена в первую очередь требованиями, предъявляемыми к элементной базе оптической компьютерной техники.

Для рассмотрения влияния поверхностной рекомбинации на фотопроводимость, которое при малой толщине слоя полупроводника h может оказаться существенным, достаточно исследовать многослойную $p-n-p-n$ -структуру с одним оптическим окном (рис.1). Поглощение падающего излучения будем считать однородным по всему объему полупроводника. Это предположение, не умаляя общности решения задачи, дает возможность избежать громоздких формул, при этом сохраняя особенности влияния поверхностной рекомбинации и света на процесс токопрохождения в неоднородных полупроводниковых структурах.

Скорость рождения фотогенерированных носителей при монохроматическом освещении с частотой ν можно задать формулой [1,2]

$$g(\nu, x) = \begin{cases} \frac{\alpha(\nu)\eta(\nu)I}{\varepsilon_0} \equiv g(\nu), & x \in [l_2, d_2], \\ 0, & x \notin [l_2, d_2]. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\alpha(\nu)$ – коэффициент поглощения, $\eta(\nu)$ – квантовый выход, I – интенсивность освещения, ε_0 – энергия одного фотона, а l_k и d_k – координаты начала и конца k -ой базы структуры по направлению Ox , соответственно. В случае немонохроматического света, когда $\nu \in [\nu_1, \nu_2]$, для скорости фотогенерации g_0 имеем

$$g_0 = \int_{v_1}^{v_2} g(v) dv.$$

Координатное распределение неосновных носителей $Y_k(x, z)$ в области $[l_k, d_k]$ рассматриваемой структуры (рис.2) описывается уравнением

$$D_k \left(\frac{\partial^2 Y_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y_k}{\partial z^2} \right) = \frac{Y_k - \bar{Y}_k}{\tau_k} - g \delta_2^k \quad (2)$$

со следующими граничными условиями:

$$1. Y_k(l_k - 0, z) \equiv Y_k(l_k + 0, z) \equiv Y_k(l_k, z), \quad 2. Y_k(d_k - 0, z) \equiv Y_k(d_k + 0, z) \equiv Y_k(d_k, z),$$

$$3. \frac{\partial Y_k(x, h)}{\partial z} = 0, \quad k = 1, 4, \quad 4. \left[(-1)^{k+1} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{S_k}{D_k} \right] \cdot [Y_k(x, h) - \bar{Y}_k] = 0, \quad k = 2, 3, \quad (3)$$

$$5. \frac{\partial Y_k(x, 0)}{\partial z} = 0,$$

где \bar{Y}_k – равновесная концентрация, D_k – коэффициент диффузии, τ_k – время жизни, $L_k = \sqrt{D_k \tau_k}$ – диффузионная длина пробега неосновных носителей в данной области электронно-дырочной плазмы (или в k -ой базе), δ_2^k в уравнении (2) – символ Кронекера. Граничные условия (3.4) учитывают наличие рекомбинации на поверхности $z = h$ биполярной структуры [3].

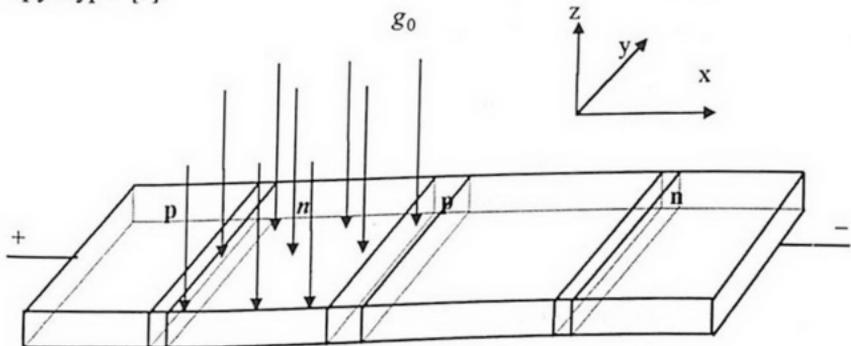


Рис.1. Планарная модель биполярной структуры с освещенной второй базой.

Следует отметить, что краевые условия (3.1) и (3.2), которые совпадают с аналогичными условиями работы [4], обусловлены специальным характером освещения. В силу условия (1), фотоны поглощаются лишь в квазинейтральной области, что выбрано с целью исследования структуры для применения в планарных микросхемах. В других случаях, когда фотоны поглощаются также в области объемного заряда, в правых

частях условий (3.1)-(3.2) прибавляются постоянные слагаемые типа $b_k g_{k0}$, что не изменяет общую методику решения задачи.

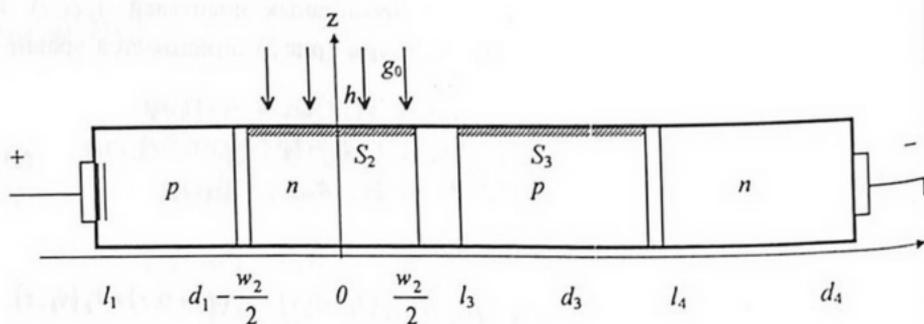


Рис.2. Расчетная модель четырехслойной структуры с учетом рекомбинации на поверхностях второй и третьей баз и с освещенной второй базой.

Если ввести обозначение

$$Y_k^F \equiv \bar{Y}_k + gL_k^2 \delta_2^k, \quad (4)$$

то задачу (2)-(3) можно свести к "темновой" задаче со "световой" равновесной концентрацией Y_k^F . Вспомогательную функцию $\Phi_k(x, z)$ (см. [5]) с нулевыми граничными условиями можно построить следующим образом:

$$\Phi_k(x, z) = Y_k(x, z) - Y_k^F - \varphi_k(x), \quad (5)$$

где $\varphi_k(x)$ - решение одномерной задачи (2) с граничными условиями (3.1)-(3.2) без учета влияния поверхностной рекомбинации:

$$\varphi_k(x) = \frac{Y_k(l_k) - Y_k^F}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{d_k - x}{L_k} + \frac{Y_k(d_k) - Y_k^F}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{x - l_k}{L_k}, \quad (6)$$

где $\eta_k \equiv \frac{w_k}{L_k}$, $w_k = (d_k - l_k)$ - ширина k -ой базы.

Для вспомогательной функции $\Phi_k(x, z)$ задача (2) с граничными условиями (3) в обозначениях (4) и (5) примет следующий вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi_k(x, z) = \frac{\Phi_k(x, z)}{L_k^2}, \quad (7)$$

$$\Phi_k(l_k, z) = \Phi_k(d_k, z) = 0, \quad \frac{\partial \Phi_k(x, 0)}{\partial z} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi_k(x, h)}{\partial z} = 0, \quad k = 1, 4, \quad \left[(-1)^{k+1} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{S_k}{D_k} \right] [\Phi_k(x, h) + \varphi_k(x)] = 0, \quad k = 2, 3.$$

Так как с математической точки зрения данная задача ничем не отличается от задачи, когда учитывается только влияние поверхностной рекомбинации, а освещение отсутствует (см. систему (11) в работе [4]), для ее решения применим тот же метод Фурье-рядов. Функции $\Phi_k(x, z)$ и $\varphi_k(x)$, определенные в интервалах $[l_k, d_k]$, продолжим периодически с периодом w_k , со значениями 0 и $1/2[Y_k(l_k) + Y_k(d_k)]$ на границах, соответственно, а решение в k -ой области будем искать в виде бесконечного ряда:

$$\Phi_k = \frac{U_{0k}(z)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[U_{nk}(z) \cos \frac{2n\pi x}{w_k} + V_{nk}(z) \sin \frac{2n\pi x}{w_k} \right]. \quad (9)$$

Коэффициенты Фурье-разложения U_{nk} и V_{nk} определяются стандартно:

$$U_{nk}(z) = \frac{1}{w_k} \int_{-\frac{1}{2}w_k}^{\frac{1}{2}w_k} \Phi_k(x, z) \cos \frac{2n\pi x}{w_k} dx, \quad (10)$$

$$V_{nk}(z) = \frac{1}{w_k} \int_{-\frac{1}{2}w_k}^{\frac{1}{2}w_k} \Phi_k(x, z) \sin \frac{2n\pi x}{w_k} dx, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Подставляя разложение (9) в уравнение (7) и учитывая граничные условия (8), для функции $\Phi_k(x, z)$ получаем:

$$\Phi_k(x, z) = -\frac{2S_k \tau_k [Y_k(l_k) + Y_k(d_k)]}{w_k \text{sh} \eta_k \left(\text{sh} \frac{h}{L_k} + \frac{S_k L_k}{D_k} \text{ch} \frac{h}{L_k} \right)} \text{ch} \frac{z}{L_k} - \frac{S_k w_k}{2D_k} \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ [Y_k(l_k) + Y_k(d_k)] \frac{w_k (\text{ch} \eta_k - 1) \cos n\pi}{2L_k \text{sh} \eta_k \text{sh} \frac{2\lambda_{nk} h}{w_k}} \lambda_{nk} \mu_{nk} \cos \frac{2n\pi x}{w_k} + [Y_k(l_k) - Y_k(d_k)] \times \right. \quad (11)$$

$$\left. \times \frac{n\pi \cos n\pi}{\text{sh} \frac{2\lambda_{nk} h}{w_k}} \lambda_{nk} \mu_{nk} \sin \frac{2n\pi x}{w_k} \right\} \text{ch} \frac{2\lambda_{nk} z}{w_k},$$

$$\text{где } \lambda_{nk}^2 \equiv \left(n^2 \pi^2 + \frac{w_k^2}{4L_k^2} \right); \quad \mu_{nk}^{-1} \equiv \lambda_{nk}^3 \left(\lambda_{nk} + \frac{S_k w_k}{2D_k} \text{cth} \frac{2\lambda_{nk} h}{w_k} \right).$$

Далее, учитывая (4) и (5), можно определить координатное распределение концентрации неосновных носителей $Y_k(x, z)$. При освещении базовых областей многослойных структур внешнее излучение меняет распределение носителей лишь в границах облучаемой базы, а также величины токов через непосредственные соседние переходы. В нашем случае, когда оптическое окно находится на поверхности второй базы, в диффузионном приближении для параметрической вольт-амперной ха-

рактические характеристики рассматриваемой структуры в терминах токов насыщения переходов i_k и коэффициентов передачи носителей по базе β_k , получаем:

$$J_1 = i_1(\xi_1 - 1) + \beta_2 i_1(1 - \xi_2) + J_1^{in} - (1 + a_2 \beta_2 i_1) J_F,$$

$$J_2 = \beta_2 i_1(\xi_1 - 1) + \theta_2(1 - \xi_2) + \beta_3 i_3(\xi_3 - 1) + J_2^{in} + [1 + a_2(i_2^+ + \delta i_2)]^{-1} J_F, \quad (12)$$

$$J_3 = i_3(\xi_3 - 1) + \beta_3 i_3(1 - \xi_2) + J_3^{in},$$

где плотность фототока J_F определяется формулой

$$J_F = \frac{e D_2 L_2}{\text{sh} \eta_2} g_0 (\text{ch} \eta_2 - 1), \quad (13)$$

а остальные обозначения приведены ниже:

$$i_k = i_{k0}^+ + i_{k+1,0}^+ + \delta i_{k+1} - \frac{a_k (i_{k+1,0} + \delta i_{k+1})^2}{1 + a_k (i_{k+1,0}^+ + \delta i_{k+1})}, \quad i_{k0} = \frac{e D_k \bar{Y}_k}{L_k \text{sh} \eta_k}, \quad i_{k0}^+ = i_{k0} \text{ch} \eta_k,$$

$$\theta_2 = \frac{i_{20}^+ + \delta i_2}{1 + a_2 (i_{20}^+ + \delta i_2)} + \frac{i_{30}^+ + \delta i_3}{1 + a_3 (i_{30}^+ + \delta i_3)}, \quad \delta i_{k0} = \frac{i_{k0} \pi^2}{2} \frac{S_k \tau_k}{\hbar} \eta_k \text{sh} \eta_k \sum_{n=1}^{\infty} \mu_{nk} n^2, \quad (14)$$

$$\beta_2 i_1 = \frac{i_{20} + \delta i_2}{1 + a_2 (i_{20}^+ + \delta i_2)}, \quad \beta_3 i_3 = \frac{i_{30} + \delta i_3}{1 + a_3 (i_{30}^+ + \delta i_3)}, \quad \xi_k = \exp \left\{ (-1)^{k+1} \frac{e V_k}{K_B T} \right\}.$$

Здесь V_k – напряжение k -ого перехода, K_B – постоянная Больцмана, J_k^{in} – плотность тока, обусловленная внутренними процессами перехода (рекомбинация, тепловая генерация и т.д.), a_k – постоянные с обратным значением тока, обусловленного движением носителей в области сильного поля перехода с некоторой средней дрейфовой скоростью [6,7]. При получении параметрической вольт-амперной характеристики рассматриваемой биполярной структуры (12) также учитывалось, что токопрохождение через обратносмещенный переход меняет больцмановское распределение у его границ [6,7]:

$$Y_k(d_k) = \bar{Y}_k \exp \left(-\frac{e V_k}{K_B T} \right) + a_k(d_k) \bar{Y}_k J_k(d_k);$$

$$Y_{k+1}(l_{k+1}) = \bar{Y}_{k+1} \exp \left(-\frac{e V_k}{K_B T} \right) + a_k(l_{k+1}) \bar{Y}_{k+1} J_k(l_{k+1}).$$

Из выражений (12)-(14) и их сравнений с аналогичными формулами (9)-(10) работы [5] вытекает, что влияние поверхностной рекомбинации на электрофизические коэффициенты структуры не связано с освещением. Это естественно, так как эти коэффициенты являются внутренними характеристиками среды. С другой стороны, значение фототока J_F медленно убывает с ростом поверхностной рекомбинации, что связано с

уменьшением эффективного времени жизни, а, следовательно, и диффузионной длины пробега неосновных носителей в базовых областях. Однако влияние фототока на вольт-амперную характеристику биполярных структур может оказаться значительным по другой причине: в выражениях характерных токов и напряжений (срыва, инверсии знака напряжения обратносмещенных переходов и т.д.) J_F входит совместно с коэффициентами, зависящими от β_k и i_k [8], значение которых увеличивается с ростом отношения S/h .

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Зеегер. Физика полупроводников. М., Мир, 1977.
2. Т.Мосс, Г.Баррел, Б.Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., Мир, 1976.
3. С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.
4. Г.С.Караян, А.А.Макарян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 231 (1999).
5. Г.С.Караян. ФТП, 19, 1334 (1985).
6. Э.Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., Мир, 1970.
7. Г.С.Караян. Полупроводниковые гетероструктуры и фотопреобразователи солнечной энергии. Сб. ст. под ред. Г.М.Авакьянца, Ереван, 1982, с.39.
8. Г.С.Караян, А.А.Джереджян, Р.С.Асатрян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 20, 85 (1985).

ԵՐԿԲԵՎԵՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆՈՒՎՈՐԿԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՌԵԿՈՄԲԻՆԱՅԻՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Ս. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Հ. Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է կիսահաղորդչային անհամասեռ կառուցվածքների բազային տիրույթներում ոչ հիմնական լիցքակիրների կոորդինատային բաշխման փոփոխությունը հաշվի առնելով մակերևութային ռեկոմբինացիան և արտաքին օպտիկական ճառագայթումը: Ցույց է տրված, որ մակերևութային ռեկոմբինացիայի ազդեցությունը կառուցվածքի էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի վրա կախված չէ արտաքին ճառագայթումից:

PHOTOCONDUCTIVITY OF BIPOLAR SEMICONDUCTOR STRUCTURES WITH ACCOUNT OF SURFACE RECOMBINATION

R. S. ASATRYAN, H. S. KARAYAN, A. H. MAKARYAN

We studied the minority charge carriers coordinate distribution change in basic domains of semiconductor inhomogeneous structures with account of surface recombination and optical radiation. It is shown that the surface recombination influence on the electrophysical parameters of structures is not connected with external radiation.