

УДК 621.382.2

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г.С. КАРАЯН, А.А. МАКАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 1998г.)

В работе рассмотрено влияние поверхностной рекомбинации на распределение концентраций неосновных носителей в квазинейтральных областях многослойных неоднородных полупроводниковых структур, а также на электрофизические параметры этих структур.

Бурное развитие силовой полупроводниковой электроники и микроэлектроники привело к повышению роли поверхностных состояний наряду с объемными, что связано с уменьшением размеров структур по всем направлениям. С другой стороны, в настоящее время в сложных структурах, особенно в гетероструктурах, часто встречаются внутренние границы раздела двух материальных сред. В таких местах возникают "поверхностные" состояния, уровни которых являются глубокими. В частности, такие состояния могут играть значительную роль при плохом согласовании постоянных решеток или же при создании слоя диэлектрика на полупроводнике. В связи с этим становится важным изучение влияния поверхностных состояний на электропроводность полупроводниковых структур и моделирование их характерных параметров. Поверхностные состояния и рекомбинация через них изучены более детально [1-3], чем влияние этих состояний на электропроводность неоднородных (по типу проводимости) структур [4]. Поэтому в настоящей работе поставлена цель исследовать влияние поверхностной рекомбинации на токопрохождение через эти структуры.

Модель рассматриваемой структуры показана на рис.1, где влияние рекомбинации на поверхностях второй и третьей баз учитывается в граничных условиях [1]

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

где D_k – коэффициент диффузии, $Y_k(\bar{Y}_k)$ – концентрация (равновесная), S_k – скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей в k -ой базе. Базы и электронно-дырочные переходы пронумерованы слева направо, а также предположено, что первый переход – прямо-смещенный.

В квазинейтральных базовых областях рассматриваются такие физические процессы, как диффузия, рекомбинация и генерация носителей тока. В прямосмещенных электронно-дырочных переходах учитываются диффузия, дрейф, инжекция носителей, а также генерационно-рекомбинационный ток. Здесь пренебрегается током тепловой генерации. В обратносмещенных переходах, помимо токов, обусловленных градиентами химических и электрических потенциалов, рассматривается ток тепловой генерации. Рекомбинация не учитывается.

Координатное распределение неосновных носителей и плотности их потоков можно определить из уравнения непрерывности [5]

$$\frac{\partial^2 Y_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Y_k}{\partial z^2} = \frac{Y_k - \bar{Y}_k}{L_k^2} \quad (2)$$

при следующих граничных условиях:

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

Здесь k – номер базы, L_k – диффузионная длина пробега неосновных носителей, определяемая временем жизни в объеме τ_k и коэффициентом диффузии этих частиц в k -ой базе, а l_k и d_k – координаты начала и конца k -ой базы по направлению OX , соответственно.

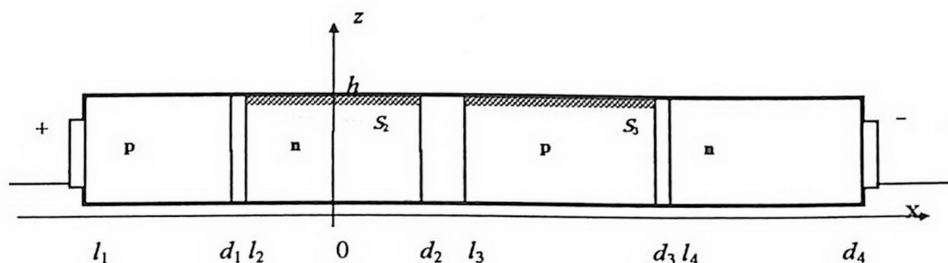


Рис.1. Модель неоднородной четырехслойной полупроводниковой структуры.

Граничные условия (3.1)-(3.5) общеприняты, за исключением (3.1) и (3.2), которые в сложных системах с чередующимися квазинейтральными областями разных типов проводимости являются наиболее общими. Обычно в литературе вместо (3.1)-(3.2) принимаются "нулевые" условия или распределение Больцмана [6,7]. Условия (3.1)-(3.2) выражают непрерывность распределения концентрации неосновных носителей в любой точке структуры и играют роль условий сшивки решений систем уравнений на границах p - n -переходов, определяющих распределение этих носителей в базах и областях объемных зарядов.

В объеме k -ого p - n -перехода имеем систему уравнений:

$$\frac{\varepsilon}{4\pi e} \operatorname{div} \mathbf{E}_k = (-1)^k [\chi_k - \bar{Y}_k + Y_k], \quad (4.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{J}_k = \alpha_k J_k + \tilde{\alpha}_k \tilde{J}_k + G_k - R_k, \quad (4.2)$$

$$\mathbf{J}_k = \sigma_k \mathbf{E}_k + (-1)^k e D_k \nabla Y_k, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{J}_k = J_{kx} \mathbf{i} + J_{kz} \mathbf{k}, \quad \mathbf{E}_k = E_{kx} \mathbf{i} + E_{kz} \mathbf{k}, \quad (4.4)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{E}_k = \{E_{kx}, E_{kz}\}$ и $\mathbf{J}_k = \{J_{kx}, J_{kz}\}$ – векторы напряженности поля и плотности тока неосновных для k -ой базы носителей в объеме перехода, χ_k – концентрация примесей, α_k – коэффициент умножения, G_k и R_k – суммарные скорости генерации и рекомбинации носителей в объеме и на поверхности, σ_k – электропроводность, ∇ – оператор дифференцирования “набла”, $\mathbf{i}$ и $\mathbf{k}$ – единичные векторы в направлениях x и z , соответственно. “Тильда” над буквой означает, что та же величина относится к основным носителям.

Систему уравнений (3) и (4) с граничными условиями (3.1) и (3.2), а также с аналогичными условиями относительно $E_k(x, z)$ и $J_k(x, z)$, можно решить только методом последовательных приближений. Следуя схеме работ [4, 8], при низком уровне инжекции в первом приближении в левой части (4.1)-(4.2) мы сохраняем только первое слагаемое, т.е. принимаем, что

$$|E_{kx}| \gg |E_{kz}|, \quad |J_{kx}| \gg |J_{kz}|.$$

В областях объемного заряда потоки неосновных носителей, вызванные поверхностной рекомбинацией, гораздо слабее, чем потоки, вызванные сильной разностью квазиуровней Ферми. (В литературе [1, 6, 7] принимается $E(l_k, z) = E(d_k, z) \equiv 0$, $J_k(x, z) \equiv 0$ и получится распределение Больцмана).

В прямосмещенных переходах в приближении Шокли [9]

$$\frac{K_B T (l_{k+1} - d_k)^2}{2e(V_{0,k-1} - V_{k-1}) D_{k-1}^{(k-1)} \tau_k^{(k-1)}} \ll \sqrt{\chi_k \chi_{k-1}^{-1}}, \quad (5)$$

где K_B – постоянная Больцмана, $V_k(V_{0,k})$ – напряжение (контактное) на k -ом переходе, $D_{k-1}^{(k-1)}$ и $\tau_k^{(k-1)}$ – коэффициент диффузии и время жизни носителей в объеме $(k-1)$ -ого перехода, из системы (4) можно получить:

$$\frac{Y_k(d_k, z)}{\bar{Y}_k} = \frac{Y_{k+1}(l_{k+1}, z)}{\bar{Y}_{k+1}} = e^{\frac{eV_k}{K_B T}}. \quad (6)$$

А для обратносмещенного перехода, где влиянием токопрохождения нельзя пренебречь [8, 10], получаем:

$$\frac{Y_k(d_k, z)}{\bar{Y}_k} = e^{-\frac{eV_k}{K_B T}} + a_k(d_k)J_k(d_k),$$

$$\frac{Y_{k+1}(l_{k+1}, z)}{\bar{Y}_{k+1}} = e^{-\frac{eV_k}{K_B T}} + a_k(l_{k+1})J_k(l_{k+1}).$$
(7)

При получении (7) принято, что дрейфовые скорости неосновных носителей в областях сильных полей насыщены и постоянны (формально этот результат получается применением теоремы о среднем). a_k — постоянные, физический смысл которых совпадает с обратной величиной тока носителей, дрейфующих в объеме перехода с некоторой средней скоростью [8].

В формулах (6) и (7) напряжение на k -ом переходе V_k определяется по формуле

$$V_k = \int_{\Omega_k} \mathbf{E}_k d\mathbf{r} \approx \int_{l_{k+1}}^{d_k} E_{kx} dx,$$
(8)

где Ω_k — объем, $(l_{k+1} - d_k)$ — ширина k -ого перехода. Последнее приближение является прямым следствием принятых выше упрощающих предположений. Применяя итерационную процедуру, можно получить количественные поправки к приближениям высших порядков. Однако, т.к. в рассматриваемой задаче поправки непрерывно зависят от искажений, это приведет лишь к малым количественным поправкам, качественно не влияя на полученные результаты. Следовательно, первое приближение является достаточным.

В силу (6)-(8) для граничных условий (3.1) и (3.2) имеем:

$$Y_k(l_k, z) = \bar{Y}_k e^{\frac{eV_k}{K_B T}} \equiv Y_k(l_k),$$

$$Y_k(d_k, z) = \bar{Y}_k e^{-\frac{eV_k}{K_B T}} + \bar{Y}_k a_k J_k(d_k) \equiv Y_k(d_k).$$
(3.1a-3.16)

Введем вспомогательную функцию по формуле

$$\Phi_k(x, z) = Y_k(x, z) - \bar{Y}_k - \varphi_k(x),$$
(9)

где $\varphi_k(x)$ — решение одномерной задачи (2) с граничными условиями (3.1a)-(3.2b), когда влияние поверхностной рекомбинации не учтено:

$$\varphi_k(x) = \frac{Y_k(l_k) - \bar{Y}_k}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{d_k - x}{L_k} + \frac{Y_k(d_k) - \bar{Y}_k}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{x - l_k}{L_k},$$
(10)

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

Тогда задача для $\Phi_k(x, z)$ принимает вид:

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

$$\Phi_k(l_k, z) = \Phi_k(d_k, z) \equiv 0, \quad \frac{\partial \Phi_k(x, 0)}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

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

$$k = 2, 3$$

$$k \neq 2, 3$$

Продолжая функции $\Phi_k(x, z)$ и $\varphi_k(x)$ по x периодически с периодом w_k и со значениями 0 и $\frac{1}{2}[Y_k(l_k) + Y_k(d_k)]$ на границах, соответственно, применяя к уравнениям задачи (11) преобразование Фурье по x и решая полученную систему, для координатного распределения неосновных носителей в квазинейтральных областях получим:

$$\begin{aligned} Y_k(x, z) = & \overline{Y}_k + \frac{Y_k(l_k) - \overline{Y}_k}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{d_k - x}{L_k} + \frac{Y_k(d_k) - \overline{Y}_k}{\text{sh} \eta_k} \text{sh} \frac{x - l_k}{L_k} - \\ & - \frac{S_k L_k [Y_k(l_k) + Y_k(d_k)]}{D_k \text{sh} \eta_k \left(\text{sh} \frac{h}{L_k} + \frac{S_k L_k}{D_k} \text{ch} \frac{h}{L_k} \right)} \text{ch} \frac{z}{L_k} - \frac{S_k w_k}{2 D_k} \times \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{[Y_k(l_k) + Y_k(d_k)] w_k (\text{ch} \eta_k - 1)}{2 L_k \text{sh} \eta_k} \frac{\cos n \pi}{\text{sh} \frac{2 \lambda_{nk} h}{w_k}} \lambda_{nk} \mu_{nk} \cos \frac{2 n \pi x}{w_k} + \right. \\ & \left. + [Y_k(l_k) - Y_k(d_k)] \frac{n \pi \cos n \pi}{\text{sh} \frac{2 \lambda_{nk} h}{w_k}} \lambda_{nk} \mu_{nk} \sin \frac{2 n \pi x}{w_k} \right\} \text{ch} \frac{2 \lambda_{nk} z}{w_k}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{где } \mu_{nk}^{-1} \equiv \lambda_{nk}^3 \left(\lambda_{nk} + \frac{S_k w_k}{2 D_k} \text{cth} \frac{2 \lambda_{nk} h}{w_k} \right), \quad \lambda_{nk}^2 \equiv n^2 \pi^2 + \frac{w_k^2}{4 L_k^2}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Следуя [5], на основе (12) в диффузионном приближении можно найти выражение для плотности тока неосновных носителей, после усреднения которого по z , например, для значения у границы перехода l_k будем иметь:

$$\bar{J}_x(l_k) = (-1)^{k+1} \left[\frac{eD_k [Y_k(l_k) - \bar{Y}_k]}{L_k \operatorname{sh} \eta_k} \operatorname{ch} \eta_k - \frac{eD_k [Y_k(d_k) - \bar{Y}_k]}{L_k \operatorname{sh} \eta_k} + \right. \\ \left. + \frac{\pi^2 e S_k w_k}{2h} \sum_{n=1}^{\infty} [Y_k(l_k) - Y_k(d_k)] \mu_{nk} n^2 \right] \quad (13)$$

Далее, плотности токов через электронно-дырочные переходы целесообразно выразить с помощью токов насыщения переходов i_k и коэффициентов передачи носителей по базе β_k :

$$J_1 = i_1 (\xi_1 - 1) + \beta_2 i_1 (1 - \xi_2) + J_1^{\text{ин}}, \\ J_2 = \beta_2 i_1 (\xi_1 - 1) + \theta_2 (1 - \xi_2) + \beta_3 i_3 (\xi_3 - 1) + J_2^{\text{ин}}, \\ J_3 = i_3 (\xi_3 - 1) + \beta_3 i_3 (1 - \xi_2) + J_3^{\text{ин}}, \quad (14)$$

$$\text{где } i_k = i_{k0}^+ + i_{k+1,0}^+ + \delta_{k+1} - \frac{a_k (i_{k+1,0}^+ + \delta_{k+1})^2}{1 + a_k (i_{k+1,0}^+ + \delta_{k+1})}, \quad i_{k0} = \frac{eD_k \bar{Y}_k}{L_k \operatorname{sh} \eta_k}, \quad i_{k0}^+ = i_{k0} \operatorname{ch} \eta_k, \\ \theta_2 = \frac{i_{20}^+ + \delta_2}{1 + a_2 (i_{20}^+ + \delta_2)} + \frac{i_{30}^+ + \delta_3}{1 + a_3 (i_{30}^+ + \delta_3)}, \quad \delta_k = \frac{\pi^2 i_{k0}}{2} \frac{S_k \tau_k}{h} \eta_k \operatorname{sh} \eta_k \sum_{n=1}^{\infty} \mu_{nk} n^2, \quad (15)$$

$$\beta_2 i_1 = \frac{i_{20}^+ + \delta_2}{1 + a_2 (i_{20}^+ + \delta_2)}, \quad \beta_3 i_3 = \frac{i_{30}^+ + \delta_3}{1 + a_3 (i_{30}^+ + \delta_3)}, \quad \xi_k = \exp \left\{ (-1)^{k+1} \frac{eV_k}{K_B T} \right\}.$$

Здесь $J_k^{\text{ин}}$ — плотность тока, обусловленного внутренними процессами перехода, значение которого можно рассчитать при известных типах перехода (гетеро- или гомо-переходы, резкие или линейные) и доминирующих физических процессах (генерационно-рекомбинационный, туннельный, трехчастичные и т.д.), что важно в случае исследования конкретных структур.

Электропроводность и вольт-амперная характеристика структуры описываются коэффициентами i_k и β_k , которые содержат δ_k . На примере этих электрофизических параметров рассмотрим влияние поверхностной рекомбинации.

Изменения значений тока насыщения первого прямосмещенного электронно-дырочного перехода δi_2 и коэффициента передачи носителей по второй базе $\delta \beta_2$ обусловлены учетом поверхностной рекомбинации (по работе [10] обозначения (15) можно упростить условием $a_k i_k \ll 1$, которое выполняется в полях с напряжением $\geq 10^{-3}$ В/см):

$$i_1 = i_1^0 + \delta i_2, \quad \beta_2 = \frac{i_{20}}{i_1^0} + \delta \beta_2 = \beta_2^0 + \delta \beta_2. \quad (16)$$

Учитывая, что численный ряд в обозначении δ_k сходится пропорционально n^{-2} для больших n , для большей наглядности представим

изменения величин δi_2 и $\delta \beta_2$ в единицах относительного изменения тока насыщения $\delta i_2 / i_1^0 \equiv \vartheta$. Тогда из уравнений (15) и (16) получим:

$$i_1 = i_1^0(1 + \vartheta), \quad \beta_2 = \beta_2^0 + \frac{(1 - \beta_2^0)\vartheta}{1 + \vartheta}. \quad (17)$$

Величина тока насыщения i_1 с ростом ϑ (т.е. при увеличении скорости поверхностной рекомбинации S или при уменьшении толщины базы h) линейно растет, а коэффициент передачи носителей по базе β_2 меняет свое значение довольно медленно в интервале $[\beta_2^0; 1]$. Дело в том, что эффективное среднее время жизни τ_{ef} с ростом S уменьшается, что приводит к росту числа генерированных равновесных неосновных носителей, и следовательно, к росту тока насыщения. Уменьшение толщины полупроводника h приводит к повышению роли поверхностной рекомбинации в эффективное время жизни по сравнению с явлениями в объеме квазинейтральной области, а следовательно, к уменьшению τ_{ef} , и поэтому к росту δi :

$$\frac{1}{\tau_{ef}} \cong \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{h}.$$

Вероятность переноса неосновных носителей по полупроводнику — коэффициент β уменьшается с ростом S/h из-за уменьшения эффективной диффузионной длины этих частиц, но еще больше растет благодаря росту темпа их генерации. Формулы (16) и (17) наглядно показывают, что β_2 растет. Зависимости i_1, β_2 и $\delta \beta_2$ от ϑ показаны на рис.2а,б,с, соответственно. Малость величины $\delta \beta$ является следствием того, что при условии $w/L \leq 1$ коэффициент β слабо зависит от величин L, S, τ и т.д. Однако даже малые изменения β могут играть принципиальную роль в процессе образования участка отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ полупроводниковой структуры [8].

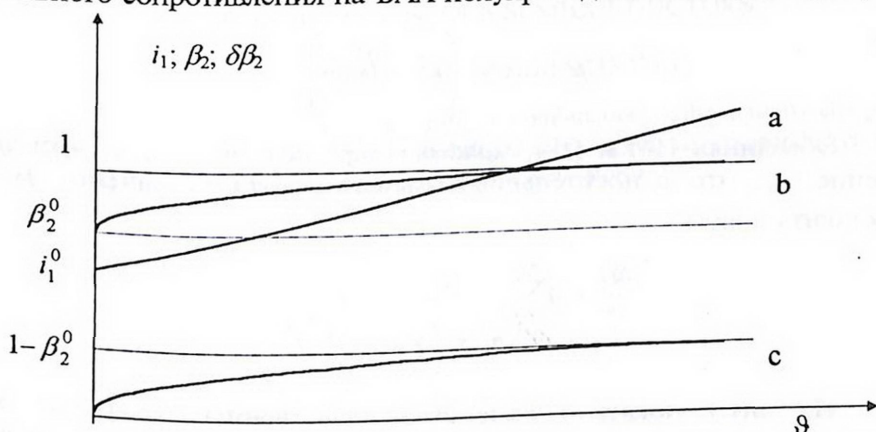


Рис.2. Зависимости тока насыщения первого эмиттерного перехода i_1 , коэффициента передачи носителей по второй базе β_2 и изменения этого коэффициента $\delta \beta_2$ от относительного изменения тока насыщения первого эмиттера ϑ .

Рассмотрим зависимость значения относительного изменения тока насыщения $\delta i_2 / i_1^0$ от безразмерной величины $\omega = S_2 \tau_2 / h$. При $\eta_2 \leq 1$ и больших значениях n , когда $\text{cth} \frac{2hn\pi}{w_2} \approx 1$, имеем:

$$\frac{\delta i_2}{i_1^0} = \frac{\beta_2^0}{2\pi^2} \eta_2 \text{sh} \eta_2 \frac{S_2 \tau_2}{h} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \equiv A \omega \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2}. \quad (18)$$

Эта прямая является асимптотической линией, к которой стремится график функции $\delta i_2 / i_1^0$ (рис.3).

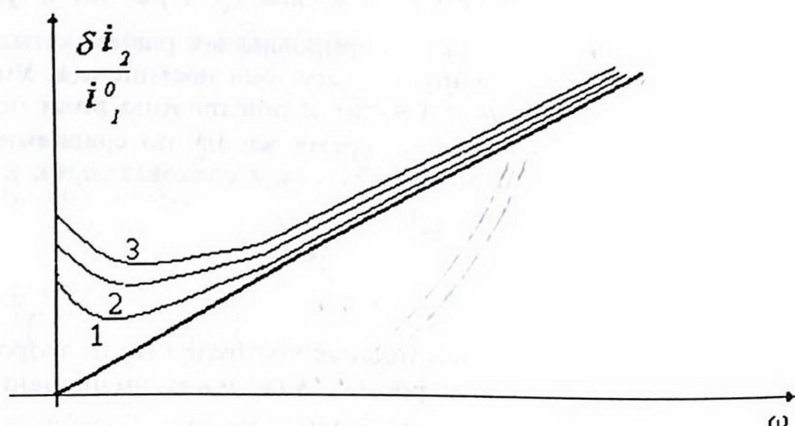


Рис.3. Семейство качественных графиков зависимости относительного изменения тока насыщения первого эмиттерного перехода от ω для разных значений толщины структуры h : $h_1 > h_2 > h_3$.

При малых значениях аргумента $\text{cthz} \approx 1/z$. Тогда члены суммы в δi_2 примут следующий вид:

$$\mu_n^{-1} = \pi^4 n^2 \left(n^2 + \frac{\eta_2^2}{\pi^2} \omega \right). \quad (19)$$

Объединяя (18) и (19), можно утверждать, что существует такое значение n_0 , что относительное изменение тока насыщения можно представить в виде

$$\frac{\delta i_2}{i_1^0} = A \sum_{n=1}^{n_0} \frac{\omega}{n^2 + \frac{\eta_2^2}{\pi^2} \omega} + A \sum_{n=n_0}^{\infty} \frac{\omega}{n^2}. \quad (20)$$

На рис.3 показано семейство качественных графиков этого выражения для разных значений h : чем меньше толщина h , тем выше расположен график.

В заключение отметим, что в предельных случаях, когда $S \rightarrow 0$, $h \rightarrow \infty$ или $S/h \rightarrow 0$ все приведенные формулы переходят в соответ-

вующие выражения [5,7,8] для случая, когда учитываются только объемные эффекты.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.
2. А.В.Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., Наука, 1973.
3. Ф.Ф.Волькенштейн. Физико-химия поверхности полупроводников. М., Наука, 1973.
4. Г.С.Караян. ФТП, 19, 1334 (1985).
5. С.Зи. Физика полупроводниковых приборов, т.1,2. М., Мир, 1984.
6. А.А.Лебедев. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л., Наука, 1969.
7. В.Е.Челноков, Ю.А.Евсеев. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М., Энергия, 1973.
8. Г.С.Караян. Полупроводниковые гетеропереходы и фотопреобразователи солнечной энергии. Сб. ст. под ред. Г.М. Авакьянца, Ереван, 1982, с.39.
9. В.Шокли. Теория электронных полупроводников. М., ИЛ, 1953.
10. Г.С.Караян. Многослойные полупроводниковые структуры с электронно-дырочными переходами. Докт. диссертация, Ереван, 1985.

ՍԱՎԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՆՀԱՍՏԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՂԻՉՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Հ.Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Քննարկված է մակերևութային ռեկոմբինացիայի ազդեցությունը բազմաշերտ կիսահաղորդիչների բվազինեյտրալ տիրույթներում ոչ հիմնական լիցքակիրների կոորդինատային բաշխման, ինչպես նաև այդ կառուցվածքների էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի վրա:

INFLUENCE OF SURFACE STATES ON THE ELECTROCONDUCTIVITY OF INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTORS

H.S. KARAYAN, A.H. MAKARYAN

We consider the influence of the surface recombination on the minority charge carriers distribution in quasineutral domains of multilayer inhomogeneous semiconductor structures as well as on the electrophysical parameters of these structures.