СФ $\psi = \sum_{i=1}^{k} C_i \Phi_i$ вычисляются из неоднородной системы линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{i=1}^{k} C_i \widehat{H}^j \Phi_i = E^j;\ j = 0,\ 1,\ \ldots,\ k-1;\ \widehat{H}^0 \equiv 1,$$

где k — размерность базиса. В данном случае можно найти точку конфигурационного пространства гамильтониана $x_0(r_1 = -r_2;\ r_{12} = 0{,}713)$, в которой электронная энергия E равна точному значению — 2,904 ат. ед. [11]. СФ является локально нормированной $\psi(x_0) = 1$: $C_1 = 4{,}583$, $C_2 = 0{,}162$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Silverstone H. J., Yin M. L., Somorjiai R. L. J. Chem. Phys., 1967, 47, p. 4824. [2] Delos J. B., Blinder S. M. Ibid., p. 2784. [3] Rothstein S. M., Welsch J. E., Silverstone H. J. Ibid., 1969, **51**, p. 2932. [4] Мак-Вини Р., Сатклиф Б. Квантовая механика молекул. М.: Мир, 1972. [5] Paldus J. J. Chem. Phys., 1974, **61**, p. 5321. [6] Rothstein E. V. Phys. Rev., 1971, **A15**, p. 1581. [7] Clary D. C. Mol. Phys. (London), 1977, **34**, p. 793. [8] Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1, 2. М.: Наука, 1973, 1974. [9] Kolos W., Wolniewicz L. J. Chem. Phys., 1969, **50**, p. 3228. [10] Ruedenberg K. et al. Chem. Phys., 1982, **71**, p. 41. [11] Jolly P. et al. Chem. Phys. Letts, 1980, **73**, p. 122.

Поступила в редакцию
14.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 539.21:537.1;548:537.1

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ФОТОЭДС В РЕЛАКСАЦИОННОМ РЕЖИМЕ (I)

Ю. П. Дрожжов

(кафедра физики полупроводников)

Хорошо известно, что характер протекания кинетических процессов в полупроводниках определяется соотношением между временем перераспределения объемного заряда (τ_M) и временем установления генерационно-рекомбинационного равновесия (τ_R). Случай

$$\tau_M \ll \tau_R \tag{1}$$

часто реализуется в кристаллических полупроводниках при не слишком большой концентрации примесей, обратное соотношение

$$\tau_M \gg \tau_R \tag{2}$$

может иметь место в аморфных полупроводниках или, при определенных условиях, в кристаллических полупроводниках. Более того, даже для одного и того же материала возможен переход от (1) к (2) при изменении, например, температуры. Поэтому в настоящее время принято говорить о двух режимах протекания кинетических явлений в полупроводнике: рекомбинационном (условие (1)) и релаксационном (2) [1, 2]. Наиболее существенное различие между этими двумя режимами состоит в том, что в первом случае процесс релаксации протекает в условиях локальной квазинейтральности, а во втором — локальной квазистационарности [1].

В настоящей работе рассматривается поведение системы носителей заряда в полупроводнике при действии света и электрического

поля в релаксационном режиме. В силу условия (1) неравновесные носители заряда рекомбинируют в этих условиях в той же точке пространства, что и рождаются (неравенство (2) обеспечивает выполнение этого условия). Поэтому при такой постановке задачи не возникает необходимости в исследовании кинетики рекомбинации пространственно-разделенных носителей заряда [3].

Общие уравнения. Система уравнений, описывающих кинетику носителей заряда под действием света и внешнего поля, имеет обычный вид:

$$
\begin{gathered}
\mathbf{j} = e\mu_n n\mathbf{E} + e\mu_p p\mathbf{E} + eD_n\nabla n - eD_p\nabla p + \frac{\epsilon}{4\pi}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\
\nabla\mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\epsilon}\rho, \\
\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla\mathbf{j} = 0, \\
\rho = e(-n_t + p_t - n + p), \\
\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_p - R_p + g_p, \\
\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e}\nabla\mathbf{j}_n - R_n + g_n, \\
\frac{\partial p_t}{\partial t} = -R + C.
\end{gathered}
\tag{3}
$$

Здесь n, p, n_t, p_t — концентрации свободных и локализованных носителей заряда: $\mathbf{j}$— плотность тока; D_n, D_p — коэффициенты диффузии; R_n, R_p, g_n, g_p — темпы рекомбинации и генерации электронов и дырок; R и C — темпы захвата и эмиссии носителей заряда на локальных центрах; ρ — плотность объемного заряда; $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля. Соотношение, связывающее R_n, R_p, g_n, g_p и R, C, определяется выбором конкретной модели локальных центров. Решив систему (3), можно, в принципе, найти n, p, p_t, n_t, $\mathbf{j}$, ρ, $\mathbf{E}$ как функции координат и времени.

Следуя [1], можно показать, что генерационно-рекомбинационные члены в уравнениях кинетики порядка τ_R^{-1}, а диффузионно-дрейфовые — порядка τ_M^{-1}, поэтому в нулевом порядке по τ_R/τ_M получаются условия квазистационарности

$$R_p = g_p,\ R_n = g_n.$$

В дальнейшем нас будет интересовать стационарный режим, поэтому система (3) принимает вид

$$
\begin{gathered}
\mathbf{j} = e\mu_n n\mathbf{E} + e\mu_p p\mathbf{E} + eD_n\nabla n - eD_p\nabla p, \\
\nabla\mathbf{E} = \frac{4\pi e}{\epsilon}\rho, \\
\nabla\mathbf{j} = 0, \\
\rho = (-n + p - n_t + p_t)e, \\
R_n = g_n, \\
R_p = g_p, \\
R = C.
\end{gathered}
\tag{5}
$$

Введем теперь квазиуровни Ферми для электронов и дырок φ_n и φ_p. Пусть $E_c(x)$ и $E_v(x)$ описывают искривление краев зон под действием внешнего поля, тогда можно записать [2]

$$j = n_i \mu_n e^{\beta(\varphi_n - \psi)} \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} + n_i \mu_p e^{\beta(\psi - \varphi_p)} \frac{\partial \varphi_p}{\partial x} \equiv \text{const}.$$

Здесь $\psi \equiv [E_c(x) + E_v(x)]/2$ и $\partial\psi/\partial x = -eE$. Перейдем теперь к безразмерным переменным:

$$\varphi = \varphi' T, \ x = x' L_D, \ t = t' \tau_M, \tag{6}$$

$$L_D = (\epsilon T/(8\pi e^2 n_i))^{1/2}, \ \tau_M = \epsilon/(8\pi e \mu n_i), \ \mu = (\mu_n + \mu_p)/2.$$

(В дальнейшем штрих у безразмерных переменных писать не будем.) В новых переменных (5) имеет вид

$$\begin{gathered} j = e^{\varphi_n - \psi} \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} + b e^{\psi + \varphi_p} \frac{d\varphi_p}{dx}, \\ \frac{d^2\psi}{dx^2} = \rho, \\ R_n = g_n, \\ R_p = g_p, \\ R = C, \end{gathered} \tag{7}$$

где $b = \mu_p/\mu_n$.

Ограничимся случаем, когда $b = 1$.

Граничные условия. Для определенности рассмотрим полупроводник n-типа. Граничные условия имеют обычный вид:

$$\begin{gathered} \varphi_n(0) - \varphi_n(L) = eV, \\ \varphi_p(0) - \varphi_p(L) = eV, \\ \psi(0) - \psi(L) = e\varphi_k + eV. \end{gathered} \tag{8}$$

Здесь L — длина образца, φ_k — контактная разность потенциалов. В релаксационном режиме особый интерес представляет случай, когда хотя бы один из контактов инжектирующий. Второй контакт $(x = L)$ будем считать омическим. Таким образом, $\varphi_k > 0$ (контакт инжектирует дырки).

Далее необходимо специализировать модель рассматриваемого явления.

Скорость генерации и рекомбинации. Будем считать, что плотность состояний в щели для подвижности всюду отлична от нуля и эти состояния могут принадлежать к одному из двух типов. Первый тип — состояния, нейтральные в отсутствие электрона и отрицательно заряженные при его наличии (c-состояния или «акцепторы»). Второй тип — зарядово-сопряженные состояния (v-состояния или «доноры») [4, 5]. Обозначим через $g^{c(v)}$ плотность c- или v-состояний, и пусть

$$\frac{\partial g^{c(v)}}{\partial \varepsilon} = \pm \frac{g^{c(v)}}{\Delta}(\varepsilon) \tag{9}$$

и

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \varepsilon} \ll 1, \ \varepsilon_c < \varepsilon < \varepsilon_v, \ \Delta \gg 1. \tag{10}$$

Разумеется, условие (9) в общем случае не выполняется. Можно, однако, думать, что учет несимметричности плотности состояний приведет

лишь к уточнению количественных, а не качественных характеристик рассматриваемого явления.

Введем теперь коэффициенты захвата для c- и v-состояний (все центры простые, однозарядные): α_n^0 (захват электрона на нейтральный c-центр), $\alpha_p^-/2$ (захват дырки на заряженный c-центр), α_p^0 (захват дырки на нейтральный v-центр), $\alpha_n^+/2$ (захват электрона на заряженный v-центр).

Пусть энергия кванта света $\hbar\omega \leqslant \varepsilon_g$ («примесная подсветка») и s_n^0 — сечение фотоионизации электрона с c-центра, s_p^0 — сечение фотоионизации дырки с v-центра. Тогда для функций заполнения c- и v-состояний получим

$$f_c(\varepsilon) = \frac{n\alpha_n^0 + p_1^c\alpha_p^-}{\alpha_p^-(p + p_1^c) + \alpha_n^0(n + \tilde{n}_1^c)}, \tag{11}$$

$$\bar{f}_v(\varepsilon) = \frac{p\alpha_p^0 + n_1^v\alpha_n^+}{\alpha_p^0(p + \tilde{p}_1^v) + \alpha_n^+(n + n_1^v)}. \tag{12}$$

Здесь f_c — функция заполнения c-состояний электронами, f_v — функция заполнения v-состояний дырками,

$$\tilde{n}_1^c = \frac{1}{2} N_c e^{\varepsilon-\varepsilon_g} + \frac{s_n^0 J}{\alpha_n^0}, \quad n_1^v = 2N_c e^{\varepsilon-\varepsilon_g},$$

$$p_1^c = 2N_v e^{-\varepsilon}, \quad p_1^v = \frac{1}{2} N_v e^{-\varepsilon} + \frac{s_p^0 J}{\alpha_p^0},$$

где J — интенсивность света, N_c и N_v — эффективные плотности состояний в зонах проводимости и валентной.

Используя (11) и (12), получим

$$\rho = p - p_0 + n - n_0 + \int_0^{\varepsilon_g} g^v(\varepsilon)\,[\bar{f}_v^0 - \bar{f}_v]\,d\varepsilon - \int_0^{\varepsilon_g} g^c(\varepsilon)\,[f_c(\varepsilon) - f_c^0(\varepsilon)]\,d\varepsilon. \tag{13}$$

Здесь величины, отмеченные индексом «0», относятся, как обычно, к равновесной ситуации. Как показано в [6], функции распределения остаются малыми вблизи границ «чужой» зоны даже при наличии света, поэтому при не слишком высоких температурах основной вклад в (13) дают энергии $\varepsilon \sim \varphi_n$, φ_p. Если

$$\varepsilon_g - \varphi_n \gg \Delta, \quad \varphi_p \gg \Delta, \tag{14}$$

то

$$\rho = \Delta\,(g^v(\varphi_n) - g^c(\varphi_p) + g_0^c) \tag{15}$$

Здесь g_0^c — плотность состояний на уровне Ферми в отсутствие внешнего поля и света. (В рассматриваемом случае полупроводника n-типа g_0^c совпадает фактически с плотностью c-состояний при $\varepsilon = \varphi_0$.) Вкладом свободных носителей заряда в плотность объемного заряда мы пренебрегли.

Перейдем теперь к скорости рекомбинации.

С помощью (11) и (12) можно получить, что условие стационарности имеет вид

$$\int_0^{\varepsilon_g} d\varepsilon \left\{ g^c \frac{\alpha_p^-\alpha_n^0(p_1^c\tilde{n}_1^c - np)}{\alpha_p^-(p + p_1^c) + \alpha_n^0(n + \tilde{n}_1^c)} + g^v \frac{\alpha_p^0\alpha_n^+(\tilde{p}_1^v n_1^v - np)}{\alpha_p^0(p + \tilde{p}_1^v) + \alpha_n^+(n + n_1^v)} \right. = 0. \tag{16}$$

Как показано в приложении, равенство (16) можно переписать в виде

$$\Delta\{(1-e^{\varphi_n-\varphi_p})[e^{\varphi_p-\varepsilon_g}g^c(\varepsilon^c_{dp})+e^{-\varphi_n}g^v(\varepsilon^v_{dn})]\}+$$
$$+i[g^c(\varphi_p)\Theta(\hbar\omega-\varphi_p)+g^v(\varphi_n)\Theta(-\varepsilon_g+\hbar\omega+\varphi_n)]=0. \qquad (17)$$

Здесь $\Theta(x)$ — тэта-функция. Наличие частоты в последних членах в (17) существенно лишь при «примесной» подсветке. В дальнейшем рассматривается случай, когда $\hbar\omega\geqslant\varepsilon_g/2$, тогда (17) можно записать в виде

$$(1-e^{\varphi_n-\varphi_p})[e^{\varphi_p-\varepsilon_g}g^c(\varepsilon^c_{dp})+e^{-\varphi_n}g^v(\varepsilon^v_{dn})]+i(g^c_{\varphi_p}+g^v_{\varphi_n})=0. \qquad (18)$$

Окончательно система (7) имеет вид

$$(1-e^{\varphi_n-\varphi_p})[e^{\varphi_p-\psi}g^c(\psi-\varphi_n)+e^{\psi-\varphi_n}g^v(\varphi_p-\psi)]=$$
$$=\tilde{i}[g^c(\varphi_p-\psi)+g^v(\psi-\varphi_n)],$$
$$\frac{d^2\psi}{dx^2}=g^v(\psi-\varphi_n)-g^c(\varphi_p-\psi)+g^c_0, \qquad (19)$$
$$j=e^{\varphi_n-\psi}\frac{d\varphi_n}{dx}+e^{\psi-\varphi_p}\frac{d\varphi_p}{dx}.$$

Здесь $\tilde{i}=ie^{-\ln 2\gamma/\Delta}$; $\gamma\equiv\alpha^-_p/\alpha^0_n\equiv\alpha^+_n/\alpha^0_p$, $L^*=\left(\frac{\Delta\varepsilon e^{\varepsilon_g/2}}{8\pi e^2 g_0}\right)^{1/2}$, $2g_0$ — плотность состояний в середине щели подвижности; $n_i=g_0Te^{-\varepsilon_g/2+\varepsilon_g/2\Delta}$; $j_0=\frac{2\Delta e\mu g_0}{eL^*e^{\varepsilon_g/2}}$.

Введем теперь новые переменные

$$v=e^{\psi-\varphi_n};\quad u=e^{\varphi_p-\psi}.$$

Тогда (19) перепишется следующим образом:

$$\frac{1-uv}{uv}[ug^c(v)+vg^v(u)]=i[g^c(u)+g^v(v)],$$
$$\frac{d^2\psi}{dx^2}=g^v(v)-g^c(u)+g^c_0, \qquad (20)$$
$$j=-\frac{1}{v^2}\frac{dv}{dx}+\frac{1}{u^2}\frac{du}{dx}+\frac{d\psi}{dx}\frac{u+v}{uv}.$$

Граничные условия к системе (20) имеют вид

$$[u(0)]^{-1}=v(0)=e^{\varphi_k-\Delta\varphi}\equiv v_0, \qquad (21)$$
$$[u(L)]^{-1}=v(L)=e^{-\Delta\varphi}\equiv\frac{1}{u_0},\quad \psi(0)-\psi(L)=\varphi_k+eV.$$

Здесь $\Delta\varphi$ — расстояние от уровня Ферми φ_0 до середины запрещенной зоны в равновесии. Первые два уравнения следуют из условий (8) (контакты затемнены).

Решение системы уравнений. Сначала рассмотрим случай, когда внешнее поле и свет отсутствуют, т. е. $i=j=0$, тогда $v=u^{-1}$ и (20) запишется в виде

$$\begin{cases}\dfrac{d^2\psi}{dx^2}=g^v(v)-g^c(v^{-1})+g^c_0,\\[2ex] -\dfrac{dv}{dx}\dfrac{v^2+1}{v^2}+\dfrac{d\psi}{dx}\dfrac{v^2+1}{v}=0.\end{cases} \qquad (22)$$

Будем искать v в виде

$$v = u_0 e^y.$$

Тогда, выражая из второго уравнения $d\psi/dx$ и подставляя в первое, получим следующее уравнение для определения y:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = g^v(u_0 e^y) - g^c(u_0^{-1}e^{-y}) + g_0^c. \tag{23}$$

Хотя уравнение (23) и можно проинтегрировать один раз (с учетом (9)), для получения окончательного решения необходимо затем сшивать решения для различных областей полупроводника. Поэтому будем решать (23) вариационным методом.

Решение уравнения (23) должно удовлетворять условию

$$\int_0^L \left[\frac{1}{2}\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 + \Delta g(u_0^{-1}e^{-y}) + yg_0^c\right] dx = \text{extr} \tag{24}$$

и

$$y(0) = \ln\frac{v_0}{u_0} > 1,$$
$$y(L) = \ln\frac{u(L)}{u_0} \leqslant 0. \tag{25}$$

Дополнительные условия:

$$y > 0, \ y' < 0.$$

Ищем y в виде

$$y = A\,\mathrm{tg}(b - ax).$$

С помощью (25) найдем

$$y = y(0)\frac{\mathrm{tg}\,[a(L-x)]}{\mathrm{tg}\,(aL)}. \tag{26}$$

Подставляя (26) в (24) и минимизируя по a, получим следующее трансцендентное уравнение для определения a:

$$\zeta = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{\xi^2}{\xi}\ln\zeta\right). \tag{27}$$

Здесь

$$\zeta \equiv \frac{\pi}{2} - aL, \ \zeta \ll \frac{\pi}{2} \tag{28}$$

(первое условие (25)),

$$\xi \equiv \frac{3}{2}\,\frac{\Delta^2}{y^2(0)} \ll 1. \tag{29}$$

Условие (29) означает фактически, что приконтактную область можно выделить и рассматривать отдельно от основного объема (высота барьера значительно превышает характерную энергию изменения плотности состояний).

Достаточное условие существования решения уравнения (27):

$$\xi < \frac{1}{2} \tag{30}$$

считается выполненным по постановке задачи.

Таким образом,

$$v = u_0 \exp\left\{\zeta_0 \ln\frac{v_0}{u_0}\cdot \mathrm{tg}\left[\left(\frac{\pi}{2} - \zeta_0\right)\left(1 - \frac{x}{L}\right)\right]\right. . \tag{31}$$

Здесь ζ_0 — решение уравнения (27).

Выражение (31) описывает распределение концентрации носителей заряда (поведение $\varphi(x)$) при отсутствии внешнего поля и света.

Автор глубоко признателен проф. В. Л. Бонч-Бруевичу за постоянное внимание к работе.

Приложение.

Преобразуем интеграл в выражении (16):

$$\int_0^{\varepsilon_g} d\varepsilon \left\{ g^c \frac{\alpha_p^- \alpha_n^0 (p_1^c \tilde{n}_1^c - np)}{\alpha_p^- (p + p_1^c) + \alpha_n^0 (n + \tilde{n}_1^c)} + g^v \frac{\alpha_p^0 \alpha_n^+ (\tilde{p}_1^v n_1^v - np)}{\alpha_p^0 (p + \tilde{p}_1^v) + \alpha_n^+ (n + n_1^v)} \right\} \equiv I_1 + I_2.$$

Как и в работе [5], введем демаркационные уровни:

$$\varepsilon_{dp}^c : \alpha_p^- p_1^c = \alpha_n^0 n, \qquad \varepsilon_{dp}^v : \alpha_n^+ n_1^v = \alpha_p^0 p,$$

$$\varepsilon_{dn}^c : \alpha_n^0 \tilde{n}_1^c = \alpha_p^- p, \qquad \varepsilon_{dn}^v : \alpha_p^0 \tilde{p}_1^v = \alpha_n^+ n.$$

Это уровни, вероятность захвата на которые равна вероятности выброса носителя заряда в зону. Тогда I_1 можно переписать в виде

$$\int_0^{\varepsilon_{dp}^c} d\varepsilon g^c \frac{\alpha_n^0 (p_1^c \tilde{n}_1^c - np)}{p_1^c + p} + \int_{\varepsilon_{dp}^c}^{\varepsilon_{dn}^c} d\varepsilon g^c \frac{\alpha_p^- \alpha_n^0 (p_1^c \tilde{n}_1^c - np)}{\alpha_p^- p + \alpha_n^0 n} +$$

$$+ \int_{\varepsilon_{dn}^c}^{\varepsilon_g} d\varepsilon g^c \frac{\alpha_p^- (p_1^c \tilde{n}_1^c - np)}{n + \tilde{n}_1^c} = I_1^a + I_1^b + I_1^c. \qquad (\text{П}.1)$$

Из (П. 1) видно, что в нашей модели c-состояния в интервале $(0, \varepsilon^c{}_{dp})$ обмениваются преимущественно с v-зоной, а в интервале $(\varepsilon^c{}_{dn}, \varepsilon_g)$ — с c-зоной. Состояния $(\varepsilon^c{}_{dp}, \varepsilon^c{}_{dn})$ играют роль центров рекомбинации. Для интеграла $I_1{}^a$ мы имеем

$$I_1^a = N_c e^{-\varepsilon_g} \int_0^{\varepsilon_{dp}^c} d\varepsilon g^c \alpha_n^0 \frac{1 + 2ie^{\varepsilon_g - \varepsilon} - e^{\varphi_n - \varphi_p}}{2e^{-\varepsilon} + e^{-\varphi_p}} =$$

$$= N_c e^{-\varepsilon_g} \int_0^{\varepsilon_{dp}^c} d\varepsilon g^c \alpha_n^0 \left[\frac{(1 - e^{\varphi_n - \varphi_p}) \cdot \frac{1}{2} e^{\varepsilon}}{1 + \frac{1}{2} e^{\varepsilon - \varphi_p}} + \frac{ie^{\varepsilon_g}}{1 + \frac{1}{2} e^{\varepsilon - \varphi_p}} \right]. \qquad (\text{П}.2)$$

Здесь

$$i = \frac{s_p^0 J}{\alpha_n^0 N_c}.$$

В первом члене выражения (П. 2) существенны большие значения $\varepsilon \sim \varepsilon^c{}_{dp}$, во втором — $\varepsilon \sim \varphi_p$. Функции $g^c(\varepsilon)$ и, возможно, $\alpha_n{}^0$ также возрастают с ростом энергии. Поэтому

$$I_1^a \approx \min [\Delta\varepsilon^\alpha] \left[(1 - e^{\varphi_n - \varphi_p}) e^{\varphi_p - \varepsilon_g} g^c (\varepsilon_{dp}^c) + ig^c (\varphi_p) \right]. \qquad (\text{П}.3)$$

Здесь ε^α — характерная энергия изменения $\alpha_n{}^0(\varepsilon)$. Оценка (П. 3) справедлива, если $\varphi_p \in (0\ \varepsilon^c{}_{dp})$. Это условие выполняется, если равновесный уровень Ферми находится не слишком далеко от середины запрещенной зоны, а именно

$$\varphi_0 < \varepsilon_g/2 + \frac{1}{2} \ln 2\gamma. \qquad (\text{П}.4)$$

Здесь $\gamma \equiv \alpha_p{}^- / \alpha_n{}^0 (\varepsilon = \varphi_0)$.

Выражение (П. 3) отвечает фотоэмиссии электронов из заполненных c-состояний, находящихся ниже φ_p, захвату дырок заряженными c-центрами и электронов нейтральными c-центрами, лежащими по энергии ниже $\varepsilon^c{}_{dp} > \varphi_p$.

Интеграл $I_1{}^b \approx 0$, поскольку подынтегральное выражение мало на границах области интегрирования, а ширина этой области пропорциональна интенсивности i при не слишком сильных световых потоках. Это справедливо, пока

$$i < \gamma. \qquad (\text{П. } 5)$$

Заселенность центров, расположенных в этой области, почти не изменяется по сравнению с равновесной. Эти центры играют роль эффективных центров рекомбинации.

Третий член в (П. 1) также мал при выполнении условия (П. 5). В самом деле, подынтегральное выражение мало при $\varepsilon = \varepsilon^c{}_{dn}$ и убывает с ростом энергии. Характерная энергия убывания порядка температуры, а малость этого члена связана с малостью функций заполнения в этой области. Это слагаемое описывает интенсивный обмен между зоной проводимости и c-состояниями, на который слабо влияет световое поле.

Таким образом, $I_1 \approx I_1{}^a$. Точно так же можно оценить и второй интеграл в (16).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Roosbroeck W. van, Casey H. C. Phys. Rev., 1972, **B5**, p. 2154. [2] Dohler G. H., Heyszenau H. Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, p. 1200. [3] Шик А. Я. ФТП, 1975, **9**, с. 2129. [4] Cohen M. H., Fritzche H., Ovshinsky S. R. Phys. Rev. Lett., 1969, **22**, p. 1065. [5] Arnoldussen T. C., Bube R. H. J. Appl. Phys., 1972, **43**, p. 1978. [6] Бонч-Бруевич В. Л., Цицишвили Е. Г. Радиотехн. и электроника, 1974, **19**, с. 1249.

Поступила в редакцию
16.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 539.123.17

ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Б. К. Керимов, А. З. Агаларов, М. Я. Сафин

(кафедра теоретической физики)

1. Существующие опытные данные [1—3] о взаимодействии слабых нейтральных токов (СНТ) электрона и нуклона в целом хорошо согласуются со стандартной моделью электрослабого взаимодействия Глэшоу — Салама — Вайнберга. Однако они относятся только к взаимодействию изоскалярного адронного векторного тока V_μ^{00} с аксиальным током электрона A_μ^e (нарушение P-четности в атомных переходах [1, 2]) и к взаимодействию изовекторного адронного векторного тока V_μ^{10} с A_μ^e (P-нечетная право-левая асимметрия сечения глубоко неупругого $e^-{}_{R,L}$ d-рассеяния [3]). Информация же о P-нечетном взаимодействии адронного аксиально-векторного тока A_μ^{00} и A_μ^{10} с векторным СНТ электрона V_μ^e практически отсутствует. В то же время структура адронного аксиально-векторного тока сильно зависит от калибровочной модели: если в модели ГСВ изоскалярная компонента A_μ^{00} отсутствует, то в некоторых других моделях с более тяжелыми кварками [4, 5] она есть.

Для более полного выяснения структуры адронного СНТ перспективным представляется исследование поляризационных явлений в электронно-ядерных процессах благодаря широкому выбору ядер-мишеней и переходов в них с различными спин-изоспиновыми характеристиками.

Теоретическое исследование право-левой асимметрии

$$A_{RL} = (d\sigma_R - d\sigma_L)/(d\sigma_R + d\sigma_L), \qquad (1)$$