

# Подавление переходов между расщепленными уровнями трехбарьерных структур переменным пространственным зарядом

© А.Б. Пашковский<sup>¶</sup>

ФГУП НПП „Исток“,  
141190 Фрязино, Россия

(Получена 9 февраля 2009 г. Принята к печати 17 марта 2009 г.)

Найдено аналитическое решение нестационарных самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона, описывающих резонансные переходы электронов между расщепленными уровнями симметричных трехбарьерных структур в слабом высокочастотном электрическом поле. Обнаружено, что с ростом толщины барьеров особенности взаимодействия электронов на вырожденных уровнях с полем переменного пространственного заряда приводят к резкому уменьшению вероятности переходов между уровнями, а соответственно и высокочастотной проводимости трехбарьерных структур.

PACS: 73.40.-c, 73.63.Hs, 72.30.+q, 72.20.Ht

## 1. Введение

Развитие нанотехнологий привело к появлению целого класса новых задач по бесстолкновительному электронному транспорту в непрерывном спектре квантово-размерных структур как при наличии, так и в отсутствие высокочастотных электрических полей [1–3]. В дискретном спектре таких структур одними из самых сложных, интересных и во многих случаях детально изученных задач оказываются переходы между вырожденными квантовыми уровнями. При баллистическом транспорте в непрерывном спектре наноструктур такие вопросы остаются мало исследованными. В то же время системы с вырожденными уровнями, например симметричные трехбарьерные структуры [4], остаются перспективными кандидатами на создание как низкочастотных квантовых каскадных лазеров [5], так и других приборов на квантовых эффектах. Одной из важных проблем при конструировании таких устройств является учет влияния переменного пространственного заряда. Ранее было показано, что плазменные колебания достаточно специфическим образом ограничивают вероятность переходов в двухбарьерных структурах [6], а кроме того, приводят к ряду совершенно новых физических эффектов [7].

Представляется интересным влияние переменного пространственного заряда и на квантовые переходы, и в качестве новой ситуации — в случае вырождения электронного газа.

## 2. Основные уравнения

Для определенности рассмотрим поток электронов, проходящих слева направо через симметричную трехбарьерную структуру с тонкими ( $\delta$ -образными) барьерами [4] в отсутствие постоянного электрического поля (рис. 1). Предполагается, что к структуре приложен слабый гармонически изменяющийся потенциал, однородное электрическое поле в структуре изменяется во

времени по закону

$$E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}),$$

а пространственный заряд и электрическое поле вне структуры отсутствуют.

В зависимости от параметров структуры и особенностей области слева от нее в предельном случае возможны две диаметрально противоположные ситуации.

1. Электроны долго находятся внутри структуры и их поведение определяется в основном статистическими эффектами.

2. Электроны быстро пролетают через структуру и статистические эффекты существенной роли не играют.

Рассмотрим вторую ситуацию. Для ее реализации необходимо, чтобы время жизни электронов на резонансном уровне было много меньше характерного времени электрон-электронных столкновений. Современные технологии давно позволяют создавать барьеры столь малой толщины [8,9], что электронный транспорт через резонансные структуры вообще может быть баллистическим в достаточно широком интервале изменения толщин барьеров (характерное время всех видов рассеяния много больше времени жизни), поэтому в

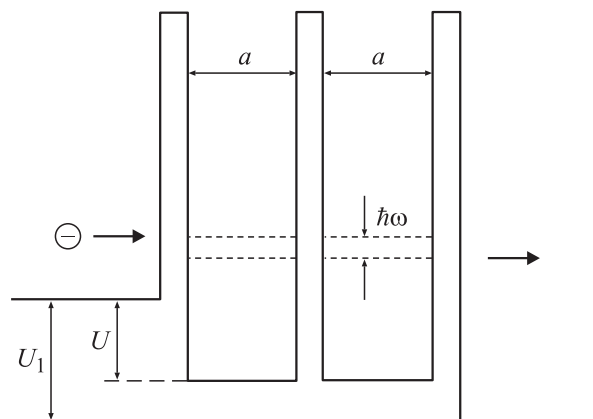


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма рассматриваемых трехбарьерных структур.

<sup>¶</sup> E-mail: solidstate10@mail.ru

дальнейшем рассеянием внутри структуры пренебрегается [4,7]. По сути дела может быть реализована ситуация, когда влияние электрон-электронных столкновений еще не играет существенной роли, а пространственный заряд уже оказывает заметное влияние на резонансные переходы. Для простоты влиянием статического пространственного заряда также пренебрегается (можно, например, предположить, что он скомпенсирован зарядом ионизованных доноров в структуре). С учетом этих приближений уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x,t)\psi,$$

$$H(x) = U(\theta(x) - \theta(x - 2a)) + U_1\theta(x - 2a) + \alpha\delta(x) + \alpha\rho\delta(x - a) + \alpha\delta(x - 2a),$$

$$H(x,t) = -qE\{x[\theta(x) - \theta(x - 2a)] + 2a\theta(x - a - l)\} \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + q\varphi(x,t). \quad (1)$$

Здесь  $q, m^*$  — заряд и масса электрона;  $\alpha = \varphi_b b$  — мощность первого барьера;  $\varphi_b, b$  — его высота и ширина;  $\theta(x)$  — единичная функция;  $\rho$  — численный коэффициент;  $a$  — расстояние между барьерами;  $U$  и  $U_1$  — величины скачка дна зоны проводимости на барьерах;  $q\varphi(x,t)$  — изменение потенциальной энергии, связанное с пространственным зарядом, причем  $\varphi(x,t)$  удовлетворяет квазистатическому уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{Q(x,t)}{\varepsilon}, \quad (2)$$

где  $Q(x,t)$  — плотность переменного пространственного заряда в структуре,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника (для упрощения последующих записей сделана замена  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon\varepsilon_0$ ).

Пусть моноэнергетический поток электронов с концентрацией  $n$  и энергией  $\Sigma$  проходит через верхний резонансный уровень с номером  $K$  ( $K$  — число полувольт в одной яме) и энергией  $\hbar\omega_K$ , а частота электрического поля соответствует переходам на ближайший нижний резонансный уровень.

При этом невозмущенная волновая функция имеет вид

$$\psi_0(x) = \sqrt{n}$$

$$\times \begin{cases} \exp(ik_0x) + D_0 \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A_0 \sin(kx) + B_0 \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z_0 \sin[k(x - a)] + W_0 \cos[k(x - a)], & a < x < 2a, \\ C_0 \exp[ik_1(x - a - l)], & x > 2a, \end{cases} \quad (3)$$

$$k_0 = \left(\frac{2m^*\Sigma}{\hbar^2}\right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{2m^*(\Sigma + U)}{\hbar^2}\right)^{1/2},$$

$$k_1 = \left(\frac{2m^*(\Sigma + U_1)}{\hbar^2}\right)^{1/2}.$$

Система уравнений для описания прохождения электронов через трехбарьерную структуру в матричном виде с учетом условий сшивания волновой функции на барьерах [6] имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ ik_0 - y & k & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin ka & \cos ka & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -k \cos ka & k \sin ka & k & -\rho y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin ka & \cos ka & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -k \cos ka & k \sin ka & ik_y - y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} D_0 \\ A_0 \\ B_0 \\ Z_0 \\ W_0 \\ C_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ ik_0 + y \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Здесь  $y = 2m^*\alpha/\hbar^2$  — величина, которая в структурах с  $\delta$ -образными барьерами выступает в роли резонансного параметра. При достаточно мощных барьерах и соответственно узких резонансных уровнях  $y \gg k$ .

Определитель системы становится минимален, а коэффициент прохождения через полностью симметричную структуру ( $k_0 = k_1$ ) равен 1 ( $|C_0| = 1, D_0 = 0$ ) при выполнении следующих условий.

1. В одной яме укладывается нечетное число полувольт

$$\cos ka \approx -1, \quad \sin ka \approx -\beta \frac{k}{y}, \quad (5)$$

$$\beta_1 = -1, \quad \beta_2 = -1 - \frac{2}{\rho} \quad (6)$$

— для верхнего нечетного (5) и нижнего четного (6) уровня соответственно.

Определители системы при этом равны:

$$\Delta_1 = -ik^2(k_0 + k_1), \quad \Delta_2 = ik^2(k_0 + k_1). \quad (7)$$

2. В одной яме укладывается четное число полувольт.

$$\cos ka \approx 1, \quad \sin ka \approx -\beta \frac{k}{y}, \quad (8)$$

$$\beta_1 = 1, \quad \beta_2 = 1 + \frac{2}{\rho} \quad (9)$$

— для верхнего нечетного (8) и нижнего четного (9) уровня соответственно.

Определители системы при этом равны:

$$\Delta_1 = -ik^2(k_0 + k_1), \quad \Delta_2 = ik^2(k_0 + k_1). \quad (10)$$

Коэффициенты волновой функции во всех случаях имеют вид

$$D_0 \approx \frac{k_0 - k_1}{k_0 + k_1}, \quad B_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1}, \quad A_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1} \frac{y}{k},$$

$$Z_0 \approx -\frac{2k_0}{k_0 + k_1} \frac{y}{k}, \quad W_0 \approx 0, \quad C_0 \approx -\frac{2k_0}{k_0 + k_1} \quad (11)$$

— для верхнего (нечетного) уровня и

$$D_0 \approx \frac{k_0 - k_1}{k_0 + k_1}, \quad B_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1}, \quad A_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1} \frac{y}{k},$$

$$Z_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1} \frac{y}{k}, \quad W_0 \approx \frac{4k_0}{(k_0 + k_1)\rho}, \quad C_0 \approx \frac{2k_0}{k_0 + k_1} \quad (12)$$

— для нижнего (четного) уровня.

Надо сразу отметить важную особенность такой системы, принципиально отличающую ее от двухбарьерных или несимметричных трехбарьерных структур, — расстояние между соседними расщепленными уровнями (энергиями, при которых коэффициент прохождения через структуру становится равным 1) составляет

$$h\omega = \frac{4h\omega_K k}{\pi K \rho y} \quad (13)$$

и мало по сравнению с энергией электронов на уровне

$$h\omega_K = \frac{\hbar^2 \pi^2 K^2}{2m^* a^2} \quad (14)$$

или расстоянием между парами уровней с номерами  $K$  и  $L$ :

$$\hbar(\omega_K - \omega_L) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2} (K^2 - L^2), \quad (15)$$

что по сути и делает их вырожденными.

В приближении малого сигнала, в высокочастотном электрическом поле поправка 1-го порядка  $\Psi_1$  к волновой функции основного состояния имеет временную зависимость

$$\psi_1 = \psi_+(x) e^{-i(\omega_0 + \omega)t} + \psi_-(x) e^{-i(\omega_0 - \omega)t} \quad [10],$$

соответствующую испусканию и поглощению фотона с энергией  $\hbar\omega$ . В конкретном случае симметричной трехбарьерной структуры:

$$\psi_{\pm}(x) = \sqrt{n} \times \begin{cases} D_{\pm} \exp(-ik_{0\pm}x), & x < 0, \\ A_{\pm} \sin(k_{\pm}x) + B_{\pm} \cos(k_{\pm}x) + \mu_{\pm}(x), & 0 < x < a, \\ Z_{\pm} \sin[k_{\pm}(x-a)] + W_{\pm} \cos[k_{\pm}(x-a)] + \chi_{\pm}(x), & a < x < 2a, \\ C_{\pm} \exp[ik_{1\pm}(x-2a)] + P_{\pm} \exp[ik_1(x-2a)], & x > 2a, \end{cases} \quad (16)$$

где

$$k_i = \left( \frac{2m^*(\Sigma + U_i)}{\hbar^2} \right)^{1/2}, \quad k_{i\pm} = \left( \frac{2m^*(\Sigma + U_i \pm \hbar\omega)}{\hbar^2} \right)^{1/2}$$

— волновые векторы, а  $\mu_{\pm}$ ,  $\chi_{\pm}$ ,  $P_{\pm}$  — частные решения уравнения (1) для  $\Psi_{\pm}$  (см. [4,10]) с соответствующим потенциалом.

При частоте, соответствующей переходам на нижний резонансный уровень, поправка к волновой функции  $\Psi_+$ , соответствующая поглощению фотонов, мала, а система уравнений для определения коэффициентов  $A_-$ ,  $B_-$ ,  $C_-$ ,  $D_-$ ,  $Z_-$  и  $W_-$  в матричной форме имеет тот же вид, что и система (4) с правой частью:

$$f_1 = \mu_-(0), \quad f_2 = -\mu'_-(0), \quad f_3 = \chi_-(a) - \mu_-(a),$$

$$f_4 = \rho y \chi_-(a) - \chi'_-(a) + \mu'_-(a), \quad f_5 = P_- - \chi_-(2a),$$

$$f_6 = (y - ik_1)P_- - \chi'_-(2a). \quad (17)$$

### 3. Результаты расчетов

Вначале рассмотрим переходы в однородном высокочастотном поле

$$E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}),$$

локализованном в структуре. В этом случае частные решения уравнения (1) имеют вид

$$P_{\pm} = m \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(2a),$$

$$\mu_{\pm}, \chi_{\pm} = m \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(x) + \frac{qE}{m^* \omega^2} \psi'_0(x). \quad (18)$$

При решении системы (4) методом Крамера определители для расчета коэффициентов рассеянных волн ( $\Delta_j = \Delta \Lambda_j / \Delta_-$ ) имеют вид

$$\Delta D_- = \Delta C_- \approx \frac{8qEk^4 k_0 \sqrt{n}}{(k_0 + k_1) m^* \rho^2 \omega^2}. \quad (19)$$

Каждый электрон, переходя на нижний уровень, отдает квант энергии  $\hbar\omega$ . Поэтому, зная потоки частиц в рассеянных волнах в слабом высокочастотном (ВЧ) электрическом поле, без учета пространственного заряда легко вычислить активную высокочастотную проводимость структуры (см. подробнее [10]):

$$\sigma_E = -\frac{16q^2 \hbar^2 k_-^5 k_0^2 n}{(k_{0-} + k_{1-})(k_0 + k_1)^2 (m^*)^3 \pi K \rho^4 \omega^3}. \quad (20)$$

При переходах в ВЧ поле из-за полной внутренней симметрии структуры переменной пространственный заряд тоже симметричен (по крайней мере по членам с максимальной степенью резонансного параметра), а его поле вне структуры равно нулю.

Так как следующий результат весьма неожидан и имеет принципиальный характер, то вначале, для простоты, рассмотрим возмущение, соответствующее равномерному распределению пространственного заряда в каждой яме:

$$\begin{aligned} n(x) &= N, & 0 < x < a, \\ n(x) &= -N, & a < x < 2a. \end{aligned}$$

В этом случае возмущение имеет вид

$$\begin{aligned} q\varphi(x) &= -\frac{Vx^2}{2}, & 0 < x < a, \\ q\varphi(x) &= \frac{Vx^2}{2} - 2Vax + Va^2, & a < x < 2a, \end{aligned} \quad (21)$$

$$V = \frac{q^2 N}{\varepsilon}.$$

С учетом вида частных решений уравнения (1) (см. [10]) это дает

$$\Delta D_- = \Delta C_- \approx -\frac{4Vk_-^2 k_0(3+\rho)y\sqrt{n}}{(k_0+k_1)m^*\rho\omega^2}. \quad (22)$$

Видно, что в этом случае, в отличие от случая однородного поля, коэффициенты волновой функции для рассеянных на структуре электронов пропорциональны резонансному параметру  $y/k \gg 1$ . Можно показать, что это свойственно возмущениям, пространственная зависимость которых квадратична или имеет более высокие степени по координате  $x$ . Это качественно отличает переходы между вырожденными уровнями от переходов между обычными уровнями двух- и трехбарьерных структур. Там интенсивность переходов зависит от формы возмущения только количественно (имеется в виду возмущение соответствующей четности).

Теперь рассмотрим возмущение с пространственной зависимостью, соответствующей переменному пространственному заряду в структуре. Так как малые возмущения при переходах между резонансными уровнями не меняют вид волновой функции на уровне (по крайней мере по членам, большим по резонансному параметру  $y/k$ ), то решение задачи на нижнем резонансном уровне можно представить в виде

$$\begin{aligned} \psi_-(x) &\approx S_- \sqrt{n} \\ &\times \begin{cases} \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ \frac{y}{k_-} \sin(k_- x) + \cos(k_- x), & 0 < x < a, \\ \frac{y}{k_-} \sin[k_-(x-a)] + \cos[k_-(x-a)], & a < x < 2a, \\ \exp[ik_1(x-2a)], & x > 2a. \end{cases} \end{aligned} \quad (23)$$

С учетом того что расстояние между уровнями мало ( $k \approx k_{\pm}$ ), для концентрации переменного пространственного заряда внутри ямы имеем

$$n(x) = n \frac{y}{k} \sin^2 kx (A_0 S_-^* e^{-i\omega t} + A_0^* S_- e^{-i\omega t}) [2\theta(x-a) - 1]. \quad (24)$$

При достаточно мощных барьерах ( $y/k \gg 1$ ) переменный пространственный заряд вне структуры мал, а значит, его поле на границе равно 0 [6,7], а также граничные условия для уравнения Пуассона (2) практически не зависят от свойств структуры за барьерами. В результате после решения (24) оператор возмущения внутри структуры можно записать как

$$\hat{V} = -qEx(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + \hat{V}_{q+} e^{-i\omega t} + \hat{V}_{q-} e^{i\omega t}, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{V}_{q+} &= \frac{q^2 A_0 S_-^* y n}{\varepsilon k} \left[ -\frac{x^2}{4} - \frac{\cos 2kx}{8k^2} + \frac{1}{8k^2} \right], & 0 < x < a, \\ \hat{V}_{q+} &= \frac{q^2 A_0 S_-^* y n}{\varepsilon k} \\ &\times \left[ \frac{x^2}{4} + \frac{\cos 2kx}{8k^2} - ax - \frac{1}{8k^2} + \frac{a^2}{2} \right], & a < x < 2a, \\ \hat{V}_{q-} &= \hat{V}_{q+}^*. \end{aligned} \quad (26)$$

С учетом вида частных решений (1) и вида частного решения для возмущения  $\alpha \cos 2kx$  получаем

$$\begin{aligned} \mu_-, \chi_- &= -\frac{\alpha(\omega + 4\omega_0)}{h\omega(\omega + 8\omega_0)} \psi(x) \cos 2kx \\ &+ \frac{2k\alpha}{m^*\omega(\omega + 8\omega_0)} \psi'(x) \sin 2kx \end{aligned} \quad (27)$$

для возмущения (27) и волновой функции (23). Введя обозначение

$$\xi = \frac{|\sigma_E|}{\omega\varepsilon}, \quad (28)$$

можно получить

$$S_- = -\frac{8iqEk_0 k_-^2}{(k_0+k_1)(k_0-+k_1-)m^*\rho^2\omega^2} / \left( 1 - \frac{iy\rho(3+\rho)}{4\pi Kk_-} \xi \right). \quad (29)$$

В этом случае

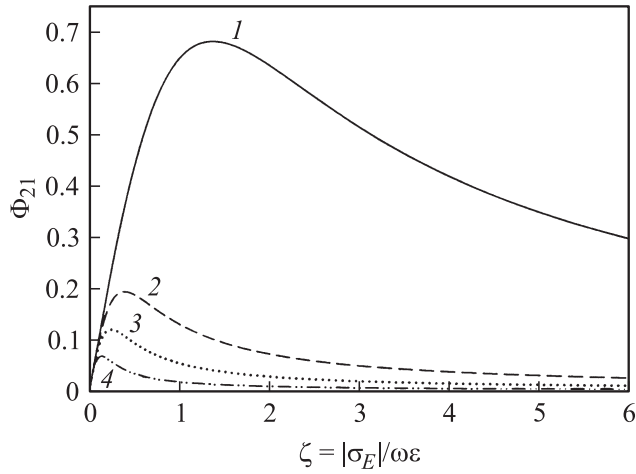
$$\sigma = \frac{\sigma_E}{1 + \frac{y^2\rho^2(3+\rho)^2}{16\pi^2 K^2 k_-^2} \xi^2}, \quad (30)$$

а высокочастотная проводимость, рассчитанная по приложенному напряжению, равна

$$\begin{aligned} G &= \frac{\sigma_E}{2a} \frac{16k_-^2 \pi^2 K^2}{16k_-^2 \pi^2 K^2 (1+\xi^2) + 8k_- \pi K y \rho (3+\rho) \xi^2 + y^2 \rho^2 (3+\rho)^2 \xi^2} \\ &= -\frac{\omega\varepsilon}{2a} \frac{\xi}{1 + (1-\phi)^2 \xi^2} = \frac{\omega\varepsilon}{2a} \Phi, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\phi = 2 + \frac{\rho(3+\rho)y}{4\pi Kk_-}. \quad (32)$$

Ранее в работах [6,7] для высокочастотной проводимости при переходах с испусканием фотона между



**Рис. 2.** Зависимость функций  $\Phi_{21}$  для двухбарьерной структуры (кривая 1) и  $\Phi$  для первой пары расщепленных уровней симметричной трехбарьерной структуры ( $\rho = 1$ ,  $N = 1$ ) от параметра  $\xi$  при различных отношениях  $y/k$ : 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20.

уровнями с номерами  $K$  и  $L$  в двухбарьерных структурах шириной  $a$  было получено выражение

$$G = -\frac{\omega\varepsilon}{a} \frac{\xi}{1 + (1 - \phi_{KL})^2 \xi^2} = -\frac{\omega\varepsilon}{a} \Phi_{KL}, \quad (33)$$

где

$$\phi_{KL} = \frac{\pi^2(K^2 + L^2)(K^2 - L^2)^2}{64K^2L^2}. \quad (34)$$

Интересно, что для резонансных переходов между расщепленными уровнями трехбарьерных структур, несмотря на принципиальную разницу в выражениях для мало-сигнальной проводимости, рассчитанных без учета пространственного заряда, выражение для высокочастотной проводимости можно представить в том же виде, что и для двухбарьерной структуры, с той лишь **принципиальной** разницей, что в этом случае параметр  $\phi$  зависит от величины волнового вектора на уровне и от мощностей барьеров.

Величина проводимости становится максимальной ( $dG/d\xi = 0$ ) при

$$\xi = \frac{1}{1 + \frac{(3+\rho)\rho}{4\pi K} \frac{y}{k_-}} \quad (35)$$

и равна (при  $y \gg k$ )

$$G_{\max} = -\frac{\omega\varepsilon}{2a} \frac{1}{2 + \frac{(3+\rho)\rho}{2\pi K} \frac{y}{k_-}} \approx \frac{\omega\varepsilon}{2a} \frac{2\pi K k_-}{(3+\rho)\rho y}. \quad (36)$$

Интересно отметить, что если не менять соотношения толщин внешних и внутреннего барьеров ( $\rho = \text{const}$ ) с учетом формул (13)–(15), из (36) следует, что при

фиксированной частоте переходов ( $\omega = \text{const}$ ) максимальная проводимость структуры линейно растет с увеличением размеров квантовой ямы:

$$\begin{aligned} \omega = \text{const} &\Rightarrow \frac{k}{a^2 y} = \text{const}, \\ G_{\max} &\approx -\frac{\omega\varepsilon}{2} \frac{2\pi K}{(3+\rho)\rho} \frac{k_-}{a^2 y} a = \text{const} \cdot a \\ &= G_{\max}(a_0) \frac{a}{a_0}. \end{aligned} \quad (37)$$

В работе [6] было показано, что максимальной величиной выражение достигает при переходах между соседними уровнями с большими квантовыми числами. С увеличением разницы между  $K$  и  $L$  (т.е. с ростом  $\phi_{KL}$ ) максимальное значение функции  $\Phi_{KL}$  резко (в десятки раз) падает. На первый взгляд, можно ожидать, что плазменные колебания не будут резко ограничивать переходы между расщепленными (соседними) уровнями, однако из (36) следует, что при достаточно мощных барьерах ( $y/k \gg 1$ ) вероятность переходов резко падает (это соответствует тому, что значение параметра  $\phi$  в формулах (31), (33) становится велико). Это хорошо показано на рис. 2, где приведены зависимости функции  $\Phi_{21}$  для двухбарьерной структуры и  $\Phi$  для первой пары расщепленных уровней симметричной трехбарьерной структуры от отношения  $|\sigma_E|/\omega\varepsilon$  (параметра  $\xi$ ) при различных значениях  $y/k$ . Таким образом, из-за особенностей взаимодействия поля пространственного заряда с электронами плазменные колебания при достаточно мощных барьерах по сути дела блокируют переходы между расщепленными уровнями.

## 4. Заключение

Найдено аналитическое решение нестационарных самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона, описывающих резонансные переходы электронов между расщепленными уровнями симметричных трехбарьерных структур с тонкими высокими барьерами в слабом высокочастотном электрическом поле, и исследованы особенности таких переходов. Показано, что в отличие от переходов между обычными уровнями как в двух-, так и в трехбарьерных структурах вероятность переходов между расщепленными уровнями принципиальным образом зависит не только от четности возмущения, но и от его формы. Обнаружено, что особенности взаимодействия электронов на вырожденных уровнях с полем переменного пространственного заряда приводят к резкому уменьшению вероятности переходов между уровнями, а соответственно и к высокочастотной проводимости трехбарьерных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 07-02-01121.

## Список литературы

- [1] V.M. Volohov, C.A. Tolstun, B. Ivlev. J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 386 211 (2007).
- [2] М.Ю. Сумецкий, М.Л. Фельштын. Письма ЖЭТФ, **53** (1), 24 (1991).
- [3] M. Buttiker, R. Landauer. Phys. Rev. Lett., **49** (23), 1739 (1982).
- [4] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. ФТП, **36** (3), 330 (2002).
- [5] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Письма ЖТФ, **20** (21), 74 (1994).
- [6] А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **64** (12), 829 (1996).
- [7] А.Б. Пашковский. ФТП, **34** (3), 341 (2000).
- [8] T.C.L.G. Sollner et al. Appl. Phys. Lett., **43** (6), 588 (1985).
- [9] E.R. Brown et al. Appl. Phys. Lett., **55** (17), 1777 (1989).
- [10] А.Б. Пашковский. ЖЭТФ, **109** (5), 1779 (1996).

*Редактор Т.А. Полянская*

### **Suppression of electron transitions between splitted energy levels in three-barrier structures by the alternating space-charge field**

*A.B. Pashkovskii*

Federal State Unitary Corporation P & PC „Istok“,  
141190 Fryazino, Russia

**Abstract** It has been found the analytical self-consistent solution of the Schrödinger and Poisson equations for the resonanse electron transitions between splitted energy levels in symmetric three-barrier structures under relatively weak high-frequency electric field. It was demonstrated that the increase in the barriers thickness leads to sharp fall in transition probability and, respectively, high-frequency conductance of the three-barrier structures due to the specifics of electron-alternating space-charge field interaction on degenerated energy level in such structures.