

## ВЫСОКАЯ КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ МЕЖПОДЗОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ДВУХБАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ

*Е. И. Голант, А. Б. Пашковский*

*Государственное научно-производственное предприятие «Исток»  
141120, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 июля 1996 г.

Для задачи о межподзонных переходах электронов, когерентно туннелирующих вблизи середины одного из энергетических квазиуровней несимметричной двухбарьерной квантово-размерной полупроводниковой структуры, находящейся под действием высокочастотного электрического поля ТГц-диапазона, построен сходящийся ряд теории возмущений, допускающий простое аналитическое суммирование. На основе полученного решения показана возможность существенного увеличения туннельного тока в таких структурах как при поглощении, так и при излучении фотонов. Квантовая эффективность излучательных переходов между квазиуровнями структуры может достигать 66%.

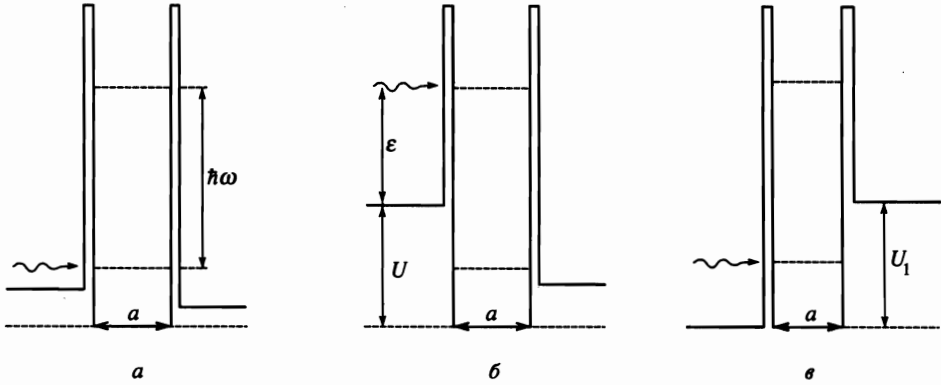
В работе [1] было показано, что при прохождении электронов строго по центрам энергетических квазиуровней двухбарьерной структуры, находящейся под действием высокочастотного (ВЧ) электрического поля, коэффициент отражения может уменьшаться до нуля при амплитуде поля (в энергетических единицах) существенно меньшей расстояния между уровнями, причем электроны отдают энергию полю, а ток через структуру увеличивается. Были также найдены условия, при которых наибольшее число электронов из падающих на структуру (до 100%) эффективно взаимодействует с ВЧ полем частотой  $\omega$  и переходит на соседний резонансный уровень, испуская или поглощая квант энергии  $\hbar\omega$ . Однако возникает вопрос: можно ли наблюдать (а тем более использовать) эти эффекты в реальной физической ситуации энергетических уровней конечной ширины и непрерывного распределения по энергии падающих на структуру электронов? Для ответа необходимо оценить изменение волновой функции электрона при отклонениях его энергии и частоты ВЧ поля от строго резонансных значений.

Так же, как и в [1], рассмотрим несимметричную двухбарьерную структуру шириной  $a$  с тонкими ( $\delta$ -образными) барьерами, к которой приложено однородное электрическое поле, изменяющееся со временем по закону

$$\mathcal{E} \cos \omega t = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}), \quad \mathcal{E} = 2E.$$

Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов движется слева направо. Тогда нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi, \\ H(x) &= -U(\theta(x) - \theta(x-a)) - U_1\theta(x-a) + \alpha\delta(x)\psi + \gamma\alpha\delta(x-a), \\ H(x, t) &= -qE[x(\theta(x) - \theta(x-a)) + a\theta(x-a)](e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}). \end{aligned} \quad (1)$$



Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемых двухбарьерных структур

Здесь  $q, m^*$  — заряд и масса электрона,  $\alpha = \varphi_b b$ ,  $\varphi_b, b$  — высота и ширина первого барьера,  $\theta(x)$  — единичная функция,  $\gamma$  — численный коэффициент,  $U$  и  $U_1$  — величины скачка дна зоны проводимости на барьерах, а используемая форма записи потенциала взаимодействия соответствует дипольному приближению [2].

Пусть электроны проходят по уровню с номером  $N$  («основному»), а частота ВЧ поля соответствует переходам на уровень с номером  $L$ . Для достаточно малой амплитуды поля, как и в [1], решение будем искать в виде ряда теории возмущений, не предполагая, однако, выполнения условий строгого резонанса. В зависимости от относительного расположения уровней и дна зоны проводимости внешних по отношению к квантовой структуре слоев возможны три основные ситуации.

1) Переходы совершаются между уровнями, которые лежат выше дна зоны проводимости как левого (на входе) так и правого (на выходе) полупроводникового материала (рис. а).

2) Переходы совершаются на уровень, который лежит ниже дна зоны проводимости левого материала и выше дна зоны проводимости правого (рис. б).

3) Переходы совершаются с уровня, который лежат ниже дна зоны проводимости правого материала, на уровень, который лежит над дном зоны проводимости этого материала (рис. в).

В двух первых случаях невозмущенная волновая функция электронов  $\psi_0$ , нормированная на один электрон, имеет вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + D_0 \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A_0 \sin kx + B_0 \cos kx, & 0 < x < a, \\ C_0 \exp[ik_1(x - a)], & x > a, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$k_0 = (2m^* \epsilon / \hbar^2)^{1/2}, \quad k = (2m^* (\epsilon + U) / \hbar^2)^{1/2}, \quad k_1 = (2m^* (\epsilon + U_1) / \hbar^2)^{1/2}$$

— их волновые векторы,  $\epsilon$  — энергия электронов, падающих на структуру.

В приближении малого сигнала поправка  $\psi_1$  к волновой функции основного состояния имеет вид [3]:

$$\psi_1 = \psi_{1+}(x) \exp[-i(\omega_0 + \omega)t] + \psi_{1-}(x) \exp[-i(\omega_0 - \omega)t], \quad \omega_0 = \epsilon / \hbar.$$

В первом случае

$$\psi_{1\pm}(x) = \begin{cases} D_{1\pm} \exp(-ik_{0\pm}x), & x < 0, \\ A_{1\pm} \sin k_{\pm}x + B_{1\pm} \cos k_{\pm}x + \chi_{1\pm}(x), & 0 < x < a, \\ C_{1\pm} \exp[ik_{1\pm}(x-a)] + P_{1\pm} \exp[ik_1(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$k_{0\pm} = (2m^*(\varepsilon \pm \hbar\omega)/\hbar^2)^{1/2}, \quad k_{\pm} = (2m^*(\varepsilon + U \pm \hbar\omega)/\hbar^2)^{1/2}, \quad k_{1\pm} = (2m^*(\varepsilon + U_1 \pm \hbar\omega)/\hbar^2)^{1/2},$$

$$\chi_{1\pm}(x) = \mp qEx\psi_0(x)/\hbar\omega + qE\psi_0'(x)/m^*\omega^2, \quad P_{1\pm} = \mp qEa\psi_0(a)/\hbar\omega$$

(см. [3, 4]). В [1] коэффициенты  $A_{1\pm}$ ,  $B_{1\pm}$ ,  $C_{1\pm}$ ,  $D_{1\pm}$  были найдены для случая прохождения электронов строго через центры рабочих уровней. Здесь же мы вычислим их при малых отклонениях величин волновых векторов от строго резонансных. Система уравнений для определения коэффициентов волновой функции (3) (см. [1, 3]) имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ ik_{0\pm} - y & k_{\pm} & 0 & 0 \\ 0 & \sin(k_{\pm}a) & \cos(k_{\pm}a) & -1 \\ 0 & -k_{\pm} \cos(k_{\pm}a) & k_{\pm} \sin(k_{\pm}a) & ik_{1\pm} - \gamma y \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} D_{1\pm} \\ A_{1\pm} \\ B_{1\pm} \\ C_{1\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} f_1 &= \chi_{1\pm}(0), \quad f_2 = -\chi'_{1\pm}(0), \quad f_3 = P_{1\pm} - \chi_{1\pm}(a), \\ f_4 &= (\gamma y - ik_1)P_{1\pm} + \chi'_{1\pm}(a), \quad y = 2m^*\alpha/\hbar^2. \end{aligned}$$

При достаточно мощных барьерах  $y \gg k_{\pm}$  и величине волнового вектора, соответствующей резонансному уровню (это выполняется при условии  $\text{tg}(k_{\pm}a) = -(1 + \gamma)k_{\pm}/\gamma y$ ), определитель системы (4) мал и равен

$$\Delta(k_{\pm}) \approx ik_{\pm}(k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm})(-1)^{L+1}/\gamma,$$

а при нерезонансном туннелировании определитель пропорционален по крайней мере первой степени  $y$ . Таким образом, для узких резонансных уровней будет существенна вероятность переходов только между двумя уровнями. Поэтому далее рассматриваются переходы только между основным и верхним (знак «+») или основным и нижним (знак «-») резонансными уровнями.

Пусть волновые векторы проходящих через структуру электронов и электронов, провоздействовавших с ВЧ полем, мало отличаются от резонансных:

$$k = k_r + \delta k, \quad k_{\pm} = k_{r\pm} + \delta k_{\pm},$$

где  $k \gg \delta k$ ,  $k_{\pm} \gg \delta k_{\pm}$ . Можно показать, что в этом случае определитель системы (4) равен

$$\Delta(k_{r\pm} + \delta k_{\pm}) \approx \left( \frac{ik_{\pm}}{\gamma} (k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm}) - \gamma y^2 \delta k_{\pm} a \right) (-1)^{L+1}. \quad (5)$$

Естественно, при таком подходе имеет смысл рассматривать только такие отклонения от резонанса, при которых величина  $\Delta(k_{r\pm} + \delta k_{\pm})$  не сильно превышает величину  $\Delta(k_{r\pm})$  и выполняется условие:

$$\frac{\Delta(k_{r\pm} + \delta k_{\pm})}{\Delta(k_{r\pm})} \ll \frac{y}{k_{\pm}}. \quad (6)$$

Учитывая, что матрица, описывающая статическое прохождение электронов через структуру, имеет тот же вид, что и (4), а определители для нахождения коэффициентов  $A_0, B_0, C_0$  статической волновой функции (2) слабо зависят от  $\delta k$ , находим

$$D_0 = \frac{\gamma^2 k_0 - k_1 - is}{\gamma^2 k_0 + k_1 + is}, \quad B_0 = \beta_0 = \frac{2\gamma^2 k_0}{\gamma^2 k_0 + k_1 + is}, \quad C_0 = \frac{\beta_0}{\gamma} (-1)^{N+1}, \quad (7)$$

$$A_0 = \beta_0 \frac{y}{k} + i \frac{2k_1 k_0}{k(\gamma^2 k_0 + k_1 + is)},$$

$$s = \frac{\gamma^2 y^2 \delta k a}{k}.$$

Отметим, что при достаточно мощных барьерах ( $y \gg k$ ) в интервале  $0 < x < a$  волновая функция основного состояния, как и при строго резонансном прохождении [1], представляется в виде

$$\psi_0 \approx \beta_0 \left( \frac{y}{k} \sin(kx) + \cos(kx) \right). \quad (8)$$

Из (4) при  $y \gg k_{\pm}$ , учитывая только члены с максимальными степенями  $y$  (вклад при разложении определителя по столбцу дают только слагаемые с  $f_1$  и  $f_3$ ), для коэффициентов волновой функции (3) при переходах с нечетным изменением номера уровня находим

$$D_{1\pm} \approx \frac{qE}{im^* \omega^2} \frac{2\gamma^2 y^2}{k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm} + is_{\pm}} \beta_0 = \beta_1, \quad (9)$$

$$B_{1\pm} \approx D_{1\pm} \approx (-1)^{L+1} \gamma C_{1\pm}, \quad A_{1\pm} \approx \frac{y}{k_{\pm}} D_{1\pm}.$$

Следует отметить, что при прохождении электронов достаточно близко к центрам уровней сохраняется важное свойство резонансного прохождения, отмеченное в [1]: внутри структуры ( $0 < x < a$ ) поправка первого порядка к волновой функции основного состояния имеет тот же вид, что и сама волновая функция основного состояния:

$$\psi_{1\pm}(x) \approx \beta_1 \left[ \frac{y}{k_{\pm}} \sin(k_{\pm} x) + \cos(k_{\pm} x) \right]. \quad (10)$$

Здесь учтено, что так как  $y \gg k_{\pm}$ , а  $\chi_{1\pm}(x)$  содержит члены с отношением  $y/k_{\pm}$  не выше первой степени, причем отклонение от резонанса таково, что для определителя системы (4) выполняется условие (6), то, как и в строго резонансном случае [1], вклад  $\chi_{1\pm}(x)$  в поправку к волновой функции первого порядка, как и вклад от  $\chi_{1\pm}(x)$  в частное решение уравнения для поправки второго порядка (см. [4]), мал. Кроме того, так как  $|C_{1\pm}| \gg |P_{1\pm}|$  и функция  $f_4$ , куда входит  $P_{1\pm}$ , не вносит существенного вклада в

$\psi_{1\pm}$ , то здесь и в дальнейших расчетах составляющими типа  $P_{1\pm} \exp[k_1(x-a)]$  можно пренебречь. Следовательно, повторив описанную выше процедуру нахождения поправок к волновой функции с учетом того, что вклад в поправку второго порядка вносит только  $\psi_{1-}(x)$ , если электроны проходят по верхнему резонансному уровню, или  $\psi_{1+}(x)$ , если по нижнему, а остальные составляющие малы, можно получить

$$\psi_2(x) \approx \begin{cases} D_2 \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A_2 \sin(kx) + B_2 \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C_2 \exp[ik_1(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$D_2 \approx - \left( \frac{qE}{m^* \omega^2} \right)^2 \frac{4\gamma^4 y^4}{(k_1 + \gamma^2 k_0 + is)(k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm} + is_{\pm})} \beta_0 = -\beta_0 z, \quad (12)$$

$$B_2 \approx D_2 \approx (-1)^{N+1} \gamma C_2, \quad A_2 \approx \frac{y}{k} D_2, \quad s_{\pm} = \frac{\gamma^2 y^2 \delta k_{\pm} a}{k_{\pm}},$$

$$\psi_2 \approx -\beta_0 z \left( \frac{y}{k} \sin(kx) + \cos(kx) \right), \quad 0 < x < a, \quad (13)$$

$$z = \left( \frac{qE}{m^* \omega^2} \right)^2 \frac{4\gamma^4 y^4}{(k_1 + \gamma^2 k_0 + is)(k_{1\pm} + \gamma^2 k_{0\pm} + is_{\pm})}.$$

Здесь, как и в предыдущем случае, учтены только члены, содержащие максимальные степени параметра  $y/k$ .

Таким образом, если так же, как в [1], продолжить процедуру получения поправок более высоких степеней, учитывая малость параметра  $k/y$ , а затем их просуммировать, то коэффициенты волновой функции на каждом из резонансных уровней можно представить в виде постоянного множителя и знакопеременного (в отличие от строго резонансного случая — комплексного) ряда:

$$1 - z + z^2 - z^3 + \dots + (-1)^{n+1} z^n, \quad (14)$$

который в области своей сходимости  $|z| < 1$  представляет разложение функции  $1/(1+z)$  по степеням  $z$ , а искомая волновая функция электронов имеет вид

$$\psi \approx \psi_N(x) \exp(-i\omega_0 t) + \psi_L(x) \exp[-i(\omega_0 \pm \omega)t], \quad (15)$$

где

$$\psi_N(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + D \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C \exp[ik_1(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (16)$$

$$D = D_0 - \frac{\beta_0 z}{1+z}, \quad A = \frac{1}{1+z} A_0, \quad B = \frac{1}{1+z} B_0, \quad C = \frac{1}{1+z} C_0,$$

$$\psi_L(x) = \frac{1}{1+z} \begin{cases} D_{1\pm} \exp(-ik_{0\pm}x), & x < 0, \\ A_{1\pm} \sin(k_{\pm}x) + B_{1\pm} \cos(k_{\pm}x), & 0 < x < a, \\ C_{1\pm} \exp[ik_{1\pm}(x-a)], & x > a. \end{cases} \quad (17)$$

Интересно отметить, что амплитуда поля, при которой ряд (14) сходится, тем больше, чем сильнее отстройка от резонанса.

Во втором случае, когда резонансный уровень, на который переходят электроны, лежит ниже дна зоны проводимости в области слева от структуры,  $\psi_{1-}$  получается из (3), а система для определения ее коэффициентов из (4) с заменой  $ik_{0-}$  на  $-\kappa$ , где  $\kappa = (2m^*(\hbar\omega - \varepsilon)/\hbar^2)^{1/2}$ . Определитель этой системы мал при условии

$$\text{tg}(k_-a) = - [(1 + \gamma)/\gamma - \kappa/y] k_-/y$$

и при малых отклонениях от резонанса равен

$$\Delta(k_{r-} + \delta k_-) \approx \left( \frac{ik_-k_{1-}}{\gamma} - \gamma y^2 \delta k_- a \right) (-1)^{L+1}. \quad (18)$$

Применив описанную выше процедуру получения поправок к волновой функции с учетом того, что при переходах с верхнего на нижний уровень для определителя используется выражение (18), а с нижнего на верхний — (5), можно легко показать, что решение задачи описывается волновой функцией (15), в которой  $\psi_N(x)$  задается выражением (16), а  $\psi_L(x)$  имеет вид

$$\psi_L(x) = \frac{1}{1+z} \begin{cases} D_{1-} \exp(\kappa x), & x < 0, \\ A_{1-} \sin(k_-x) + B_{1-} \cos(k_-x), & 0 < x < a, \\ C_{1-} \exp[ik_{1-}(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$D_{1-} \approx \frac{qE}{im^*\omega^2} \frac{2\gamma^2 y^2}{k_{1-} + is_-} \beta_0, \quad B_{1-} \approx D_{1-} \approx (-1)^{L+1} \gamma C_{1-}, \quad A_{1-} \approx \frac{y}{k_-} D_{1-}, \quad (20)$$

$$z = \left( \frac{qE}{m^*\omega^2} \right)^2 \frac{4\gamma^4 y^4}{(k_1 + \gamma^2 k_0 + is)(k_{1-} + is_-)}. \quad (21)$$

В третьем случае, когда переходы совершаются с уровня, который лежит ниже дна зоны проводимости справа, на уровень, который лежит над дном зоны проводимости, с учетом того, что условия резонанса имеют вид

$$\text{tg}(ka) = - [(1 + \gamma)/\gamma - \kappa/\gamma^2 y] k/y, \quad \kappa = (2m^*(U_1 - \varepsilon)/\hbar^2)^{1/2},$$

а определитель системы для нахождения поправок к волновой функции равен

$$\Delta(k_r + \delta k) = (i\gamma k_0 k - \gamma y^2 \delta k a) (-1)^{N+1}, \quad (22)$$

легко получить, что решение задачи описывается волновой функцией (16), где

$$\psi_N(x) = \begin{cases} \exp(ik_0 x) + D \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ C \exp[-\kappa(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (23)$$

$$D = \frac{k_0 - is}{k_0 + is} - \frac{\beta_0 z}{1+z}, \quad A = \frac{\beta_0}{1+z} \frac{y}{k}, \quad B = \frac{\beta_0}{1+z},$$

$$C = \frac{\beta_0}{1+z} \frac{1}{\gamma} (-1)^{N+1}, \quad \beta_0 = \frac{2k_0}{k_0 + is}, \quad s = \frac{y^2 \delta k a}{k},$$

$$\psi_L(x) = \frac{1}{1+z} \begin{cases} D_{1+} \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ A_{1+} \sin(k_+ x) + B_{1+} \cos(k_+ x), & 0 < x < a, \\ C_{1+} \exp[ik_{1+}(x-a)], & x > a, \end{cases} \quad (24)$$

$$D_{1+} \approx \frac{qE}{im^* \omega^2} \frac{4\gamma^2 y^2}{k_{1+} + \gamma^2 k_{0+} + is_+}, \quad B_{1+} \approx D_{1+} \approx (-1)^{L+1} \gamma C_{1+}, \quad A_{1+} \approx \frac{y}{k_+} D_{1+}, \quad (25)$$

$$z = \left( \frac{qE}{m^* \omega^2} \right)^2 \frac{4\gamma^2 y^4}{(k_{1+} + \gamma^2 k_{0+} + is_+)(k_0 + is)}. \quad (26)$$

Приведенные формулы позволяют оценивать интенсивность взаимодействия электронов с ВЧ полем конечной амплитуды в условиях конечной ширины резонансных уровней и произвольного распределения по энергии падающих на структуру электронов.

Видно, что даже для моноэнергетических электронов приведенные выше выражения для коэффициентов волновой функции заметно отличаются от полученных в [1] для строго резонансных случаев. Из-за большого количества возможных вариантов, особенно с учетом реальной функции распределения, не представляется возможным сравнить строго резонансное и нерезонансное взаимодействия электронов с ВЧ полем во всех возможных случаях. Поэтому рассмотрим наиболее, на наш взгляд, интересные варианты прохождения электронов, считая распределение их по энергии в падающем на структуру потоке однородным, по крайней мере, при отклонениях от резонансной энергии порядка ширины основного уровня.

Пусть энергия падающих электронов меньше высоты дна зоны проводимости справа от структуры и реализуется третий из рассмотренных выше вариантов расположения зон (рис. *в*). При резонансе ( $s = 0$ ) и амплитуде поля, соответствующей  $z_r = 1$ , все электроны переходят на верхний уровень (коэффициент отражения  $|D|^2 = 0$ ) [1]. При энергии электронов, отстоящей на  $\pm \Gamma_N/2$  ( $\Gamma_N$  — ширина основного уровня) от резонансной, статический коэффициент прохождения уменьшается вдвое по сравнению с резонансным значением. Это соответствует двукратному увеличению квадрата модуля определителя (22):

$$|\Delta(k_r + \delta k)|^2 = 2 |\Delta(k_r)|^2.$$

Ширина верхнего уровня  $\Gamma_L$  обычно много больше ширины нижнего  $\Gamma_N$  (для симметричной структуры  $\Gamma_L/\Gamma_N = (L/N)^3$ ), поэтому можно считать, что все поглотившие квант  $\hbar\omega$  электроны попадают в область разрешенных состояний вблизи середины верхнего уровня ( $s_+ \ll k_{1+} + \gamma^2 k_{0+}$ ). Из (23), (26) получаем, что динамический коэффициент отражения на краях полосы пропускания уменьшается в пять раз ( $D = -i/(2+i) \neq 0$ ,  $|D|^2 = 0.2$ ), а значит примерно 80% электронов падающих на нижний резонансный уровень переходит на верхний.

Гораздо интересней процесс, когда под воздействием ВЧ поля электроны отдают энергию полю. Рассмотрим второй вариант структуры (рис. *б*) и переходы с верхнего на нижний уровень. Если коэффициент прохождения велик ( $k_1 \approx \gamma^2 k_0$ ), то ВЧ поле практически не может увеличить прозрачность структуры. Поэтому наибольшее изменение тока через структуру должно наблюдаться в случае, когда статический коэффициент прохождения мал. При строго резонансном прохождении электронов через верхний

уровень ( $s = 0$ ,  $D_0$  — действительно) и при  $z_r = D_0$  коэффициент отражения падает до нуля. Оценим, при какой отстройке от резонансной энергии коэффициент отражения возрастает до половины  $D_0^2$ . Из (16) и (21) следует, что это выполняется при  $s_-/k_{1-} = 1 + D_0$ . При  $D_0$  близком к единице эта отстройка примерно вдвое превосходит ширину нижнего уровня  $\Gamma_L$ , где  $s_-/k_{1-} = 1$ . Приблизительно будем считать, что внутри этой «полосы пропускания» динамический коэффициент прохождения равен 1, а вне ее обращается в нуль. Таким образом, увеличение тока под воздействием ВЧ поля  $\Delta I \sim 2\Gamma_L D_0^2$ , а статический ток, текущий по основному (верхнему) уровню, пропорционален произведению его ширины на коэффициент прохождения  $I \propto \Gamma_N(1 - D_0^2)$ . С учетом (7) можно получить

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \left(\frac{L}{N}\right)^2 \frac{k_{1-}}{k_1} \frac{D_0^2}{1 + D_0}. \quad (27)$$

Видно, что когда отношение  $(L/N)^2 k_{1-}/k_1$  близко к единице (переходы между уровнями с большими порядковыми номерами),  $\Delta I/I \approx 0.5$ . Такое увеличение тока, сопровождаемое излучением квантов  $\hbar\omega$ , вполне доступно для экспериментального обнаружения.

В рассмотренных выше случаях ВЧ электрическое поле вызывает максимальное изменение тока через структуру. Однако, с точки зрения применения рассматриваемых структур в качестве источников излучения, интерес представляет квантовая эффективность — отношение числа электронов, отдавших квант энергии к полному числу прошедших электронов. Рассмотрим второй вариант расположения зон проводимости в структуре с достаточно большим коэффициентом прохождения ( $k_1 \approx \gamma^2 k_0$ ). При резонансном туннелировании и  $z_r = 1$  число электронов, перешедших на нижний уровень, относится к числу электронов, падающих на структуру, как  $(1 + D_0)/2$ . Используя (16) и (21), можно показать, что это отношение уменьшается вдвое при  $s_-/k_{1-} = 2$ , т. е. и в этом случае полоса пропускания процесса вдвое превосходит ширину нижнего, более узкого уровня. Считая, как и выше, динамический коэффициент прохождения единицей внутри полосы и нулем вне ее, находим токи, текущие через верхний и нижний уровни, которые при наличии ВЧ поля пропорциональны, соответственно:

$$I \propto (\Gamma_N - 2\Gamma_L)(1 - D_0^2) + \Gamma_L(1 - D_0^2)/2, \quad I_w \propto \Gamma_L(1 + D_0),$$

а их отношение, с учетом (7), равно

$$\frac{I_w}{I} \approx \frac{L^2 k_{1-}}{2k_1 (N^2 - 3L^2 k_{1-}/2(\gamma^2 k_0 + k_1))}. \quad (28)$$

При  $k_1 \approx \gamma^2 k_0$  (большой коэффициент прохождения)

$$\frac{I_w}{I} \approx \frac{L^3}{2N^3 - 3L^3/2},$$

если  $k_{1-}/k_1 \approx L/N$ , и

$$\frac{I_w}{I} \approx \frac{L^2}{2N^2 - 3L^2/2},$$

если отношение  $k_{1-}/k_1$  близко к единице. Отсюда видно, что при достаточно больших номерах резонансных уровней  $I_w/I \approx 2$ , и, таким образом, квантовая эффективность



этого процесса может достигать 66%, что существенно выше достигнутых к настоящему времени значений [5]. Это расхождение может быть объяснено тем, что в экспериментальных условиях [5] существенное влияние на электронный транспорт оказывают процессы рассеяния, в то время как приведенные выше оценки относятся к принципиально иной физической ситуации — баллистическому транспорту, при котором время пролета электронами структуры заметно меньше минимального характерного времени процессов рассеяния. Такие условия могут быть реализованы как в симметричных (с инжектором), так и в несимметричных двухбарьерных структурах с достаточно тонкими (гораздо более тонкими, чем в [5]) барьерами, обеспечивающими сравнительно малое время пролета электронов, при сохранении резонансных свойств структуры [6]. В принципе, номера уровней, на которых достигается максимальная квантовая эффективность переходов, можно заметно уменьшить, сделав структуру, в которой  $k_1 > \gamma^2 k_0$ . На первый взгляд может показаться, что при этом можно достигнуть сколь угодно большого отношения  $I_\omega/I$ . В этом случае, однако, надо учитывать, что формула (28) справедлива, только когда ширина верхнего уровня заметно больше ширины нижнего, а при сравнимых ширинах необходим более аккуратный расчет.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-04449) и Научного совета по программе «Физика твердотельных наноструктур» (грант № 1-050).

## Литература

1. Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, Письма в ЖЭТФ 63, 559 (1996).
2. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, Энергоатомиздат, Москва (1984), с. 16.
3. А. Б. Пашковский, ФТП 29, 1712 (1995).
4. А. Б. Пашковский, Письма в ЖТФ 21(15), 28 (1995).
5. J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. L. Hutchinson, S. N. G. Chu, and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 64, 1144 (1994).
6. Е. И. Голант, А. Б. Пашковский, А. С. Тагер, Письма в ЖТФ 20(21), 74 (1994).