

## СУЩЕСТВЕННОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ КВАНТОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТРЕХБАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ ЗА СЧЕТ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Е.И.Голант, А.Б.Пашковский

ГНПП "Исток"<sup>1)</sup>

141120 г.Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 23 декабря 1997 г.

После переработки 30 января 1998 г.

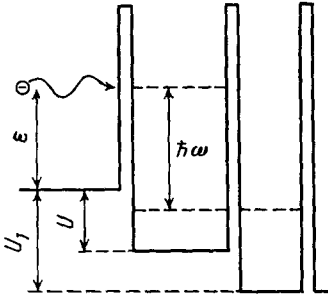
Для несимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных структур с тонкими высокими барьерами найдено решение нестационарного уравнения Шредингера, описывающего резонансное взаимодействие электронов со слабым высокочастотным полем и получено выражение для активной малосигнальной проводимости таких структур. Обнаружено, что при резонансных переходах с верхнего уровня на нижний при смещении нижних уровней друг относительно друга вероятность квантовых переходов в ряде случаев может резко возрастать.

PACS: 73.40.-с

Принципиальная возможность использования трехбарьерных полупроводниковых квантоворазмерных структур для преобразования энергии электронов в энергию высокочастотного (ВЧ) поля была указана в [1]. Однако в последние годы исследование переходов электронов между уровнями подобных структур приобрело особую актуальность в связи с успехами в создании униполярного квантового каскадного лазера ТГц-диапазона [2, 3], в котором излучательные переходы имеют место в каждой из последовательно включенных трехбарьерных гетероструктур, разделенных участками сверхрешетки, играющими роль инжектора и термолизатора электронов. При этом обычно предполагается, что электроны, падающие на структуру (см. рисунок), попадают на верхний уровень первой двухбарьерной структуры, переходят на нижний и через резонансный уровень второй двухбарьерной структуры уходят из области взаимодействия. Следует отметить, что абсолютное большинство теоретических и все экспериментальные результаты по лазерам на межподзонных переходах были получены для режима последовательного туннелирования, когда во время нахождения в квантовой яме электрон испытывает интенсивные столкновения с (главным образом оптическими) фононами, нарушающими когерентность волновой функции электрона. Именно особенностями внутри- и межподзонных квантовых переходов с участием оптических фононов объясняется возможность получения инверсной заселенности рабочих уровней и лазерной генерации в квантовом каскадном лазере [4]. В таком режиме для получения инверсной заселенности уровней в первой квантовой яме весьма важным является расположение уровней второй ямы, обеспечивающее максимально быстрый уход электронов с нижнего рабочего уровня. Рассматривались два варианта: а) совпадающие уровни, при которых быстрый уход обеспечивается за счет резонансного туннелирования [1], и б) нижний уровень первой квантовой ямы поднят относительно нижнего уровня второй на величину энергии оптического

<sup>1)</sup> State Research and Production Corporation "Istok".

фонона, и быстрый уход обеспечивается за счет резонансного безызлучательного диагонального перехода электронов [3]. Экспериментально реализован только вариант б).



Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемой трехбарьерной структуры

Следует отметить, что в соответствии с оценкой [2] излучательные переходы в квантовом каскадном лазере с последовательным туннелированием электронов составляют величину порядка  $10^{-3} - 10^{-4}$  от общего числа межподзонных переходов, что заставляет пропускать через структуру весьма большие токи, с тем, чтобы получить достаточную для начала лазерной генерации отрицательную ВЧ проводимость. Вместе с тем, некоторое время назад была выдвинута идея лазера с чисто баллистическим (когерентным) транспортом электронов [4], открывающая, в случае практической реализации, принципиально новые возможности как для исследования электронных процессов при резонансном туннелировании [5, 6], так и для совершенствования лазеров [7, 8]. В настоящей заметке мы хотим показать, что использование интерференционных эффектов в трехбарьерной рабочей структуре квантового каскадного лазера при когерентном туннелировании электронов позволяет существенно повысить интенсивность и квантовую эффективность переходов. При этом оптимальное относительное расположение уровней в соседних квантовых ямах оказывается совершенно отличным от используемого в структурах с последовательным туннелированием.

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную структуру с тонкими ( $\delta$ -образными) барьерами, к которой приложено однородное ВЧ электрическое поле, изменяющееся со временем по закону  $\mathcal{E} \cos \omega t = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$ ,  $\mathcal{E} = 2E$ . Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов падает слева на резонансный уровень с номером  $K$  первой двухбарьерной структуры, частота ВЧ поля соответствует переходам на уровень  $L$  этой же структуры (см. рисунок), и один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры находится вблизи уровня  $L$  первой. Тогда нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi, \quad (1)$$

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

$$H(x, t) = -qE \cdot [x(\theta(x) - \theta(x - a - l)) + a\theta(x - a - l)](e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}).$$

Здесь  $q$ ,  $m^*$  - заряд и масса электрона,  $\alpha = \varphi_b b$ ,  $\varphi_b$ ,  $b$  - высота и ширина первого барьера,  $\theta(x)$  - единичная функция,  $\gamma$  и  $\rho$  - численные коэффициенты,  $U$  и  $U_1$  -

величина скачка дна зоны проводимости на барьерах (см. рисунок),  $a, l$  – расстояния между барьерами. При этом невозмущенная волновая функция электронов  $\psi_0$ , нормированная на один электрон, имеет вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp[ik_0x] + D_0 \exp[-ik_0x], & x < 0, \\ A_0 \sin(kx) + B_0 \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z_0 \sin(k_1(x-a)) + W_0 \cos(k_1(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_0 \exp[ik_1(x-a-l)], & x > a+l, \end{cases} \quad (2)$$

где  $\epsilon$  – энергия электронов, падающих на структуру,

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

– их волновые векторы. При достаточно мощных барьерах ( $y \gg k$ )

$$D_0 \approx \frac{i\rho^2 k_0 \sin(k_1 l) + k_1 \cos(k_1 l)}{i\rho^2 k_0 \sin(k_1 l) - k_1 \cos(k_1 l)}, \quad B_0 \approx \frac{2i\rho^2 k_0 \sin(k_1 l)}{i\rho^2 k_0 \sin(k_1 l) - k_1 \cos(k_1 l)}, \quad (3)$$

$$A_0 \approx \frac{y}{k} B_0, \quad y = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2}.$$

В приближении малого сигнала поправка  $\psi_1$  к волновой функции основного состояния [9] имеет вид:  $\psi_1 = \psi_+(x)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{-i(\omega_0-\omega)t}$  ( $\omega_0 = \epsilon/\hbar$ ). В данном случае  $\psi_-$  ( $\psi_+$  мала) имеет вид

$$\psi_-(x) = \begin{cases} D_- \exp(\kappa x), & x < 0, \\ A_- \sin(k_- x) + B_- \cos(k_- x) + \varphi_-(x), & 0 < x < a, \\ Z_- \sin[k_1-(x-a)] + W_- \cos[k_1-(x-a)] + \chi_-(x), & a < x < a+l, \\ C_- \exp[ik_1(x-a)] + P_- \exp[ik_1(x-a)], & x > a+l, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\kappa = (2m^*(\hbar\omega - \epsilon)/\hbar^2)^{1/2}, \quad k_- = (2m^*(\epsilon + U - \hbar\omega)/\hbar^2)^{1/2},$$

$$k_- = (2m^*(\epsilon + U_1 - \hbar\omega)/\hbar^2)^{1/2}, \quad P_- = + \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(a+l),$$

а  $\varphi_-(x)$  и  $\chi_-(x)$  – частные решения уравнения:

$$\hbar(\omega_0 - \omega)\psi_-(x) = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi_-}{\partial x^2} - qEx\psi_0(x), \quad (5)$$

в данном случае (см. [9])

$$\varphi_-(x), \quad \chi_-(x) = + \frac{qEx}{\hbar\omega} \psi_0(x) + \frac{qE}{m^*\omega^2} \psi_0'(x). \quad (6)$$

Система уравнений для определения коэффициентов  $A_-$ ,  $B_-$ ,  $C_-$ ,  $D_-$ ,  $Z_-$ ,  $W_-$  в матричной форме имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ -\kappa - y & k_- & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin(k_- a) & \cos(k_- a) & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -k_- \cos(k_- a) & k_- \sin(k_- a) & k_{1-} & -\rho y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin(k_{1-} a) & \cos(k_{1-} a) & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -k_{1-} \cos(k_{1-} a) & k_{1-} \sin(k_{1-} a) & ik_{1-} - \gamma y \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} D_- \\ A_- \\ B_- \\ Z_- \\ W_- \\ C_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_-(0) \\ -\varphi'_-(0) \\ \chi_-(a) - \varphi_-(a) \\ \rho y \chi_-(a) - \chi'_-(a) + \varphi'_-(a) \\ P_- - \chi_-(a+l) \\ (\gamma y - ik_1)P_- + \chi'_-(a+l) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

При  $y \gg k_-$ ,  $y \gg k_{1-}$ , по аналогии с двухбарьерной структурой [6], условия резонансных переходов с верхнего уровня на нижний будем искать, когда

$$|\cos k_- a| \approx 1, \quad |\cos k_{1-} a| \approx 1, \quad |\sin k_- a| \ll 1, \quad |\sin k_{1-} a| \ll 1. \quad (8)$$

Для определенности рассмотрим два уровня с одинаковой четностью, а условия резонанса (условия, при которых величина определителя (7) минимальна) ищем в виде

$$\begin{aligned} \cos k_- a &\approx 1, \quad \cos k_{1-} a \approx 1, \\ \sin k_- a &\approx -\frac{k_-}{y} \cdot \left( \beta + \frac{\Delta\beta}{y} \right), \quad \sin k_{1-} a \approx -\frac{k_{1-}}{y} \cdot \left( \xi + \frac{\Delta\xi}{y} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя (9) в систему уравнений (7), легко показать, что модуль определителя этой системы становится мал (не содержит большого параметра  $y$ ), когда выполняются соотношения

$$\beta = \frac{1 + \rho + \gamma - \gamma\xi(1 + \rho)}{\rho + \gamma - \rho\gamma\xi}, \quad \Delta\beta + \Delta\xi \frac{\gamma^2}{(\rho + \gamma - \rho\gamma\xi)^2} = -\kappa; \quad (10)$$

сам определитель при этом равен

$$\Delta = -\frac{ik_- k_{1-}^2}{\rho + \gamma - \rho\gamma\xi}, \quad (11)$$

а для коэффициента  $C_-$ , определяющего вероятность переходов на нижний уровень, можно получить

$$C_- \approx \frac{4qEy^2}{m^* \omega^2 k_{1-}} \frac{\rho^2 k_0 \sin(k_1 l)}{i\rho^2 k_0 \sin(k_1 l) - k_1 \cos(k_1 l)} (\rho + \gamma - \rho\gamma\xi), \quad (12)$$

при этом проводимость структуры, на которую падает моноэнергетический поток электронов с концентрацией  $n$ , имеет вид

$$\sigma = 8\sigma_s \frac{k_-}{k_{1-}} \frac{\rho^4 k_0^2 \sin^2(k_1 l)}{\rho^4 k_0^2 \sin^2(k_1 l) + k_1^2 \cos^2(k_1 l)} (\rho + \gamma - \rho\gamma\xi)^2, \quad (13)$$

где

$$\sigma_s \approx -\frac{8q^2 m^* \alpha^4 n}{\pi L \hbar^6 \omega^3} [1 - (-1)^{K-L}] \quad (14)$$

– проводимость симметричной двухбарьерной структуры с "мощностью" барьеров  $\alpha$ , в которой электроны с концентрацией  $n$  переходят с уровня с номером  $K$  на уровень с номером  $L$  [9].

Сразу видно принципиальное отличие от случая двухбарьерной структуры:

1) резонансные уровни могут быть как выше, так и ниже соответствующих уровней в яме с бесконечными стенками (в двухбарьерной структуре они всегда ниже);

2) вероятность переходов с верхнего уровня на нижний (пропорциональная  $k_{1-}|C_-|^2$  и  $\sigma$ ), как и следовало ожидать, зависит от взаимного расположения нижних уровней, однако при взаимном расположении барьеров, определяемых условием (10), вместо того, чтобы убывать при смещении уровней друг относительно друга (и соответственном изменении параметров  $\beta$  и  $\xi$ ), она, наоборот, возрастает!

При этом рост вероятности переходов может быть весьма велик, ведь для выполнения условий применимости данного расчета достаточно, чтобы  $|\xi| \ll y/k_{1-}$ . При этом в реальных структурах вполне может выполняться условие  $|\xi| \gg 1$ . Так, в структуре на основе GaAs (эффективная масса электрона  $m^* \approx 0.067m_0$ ) с барьерами из AlAs ( $\varphi_B \approx 1.04$  эВ) толщиной  $b \approx 20 \text{ \AA}$  и расстояниями между барьерами  $a \approx 100 \text{ \AA}$  для первого резонансного уровня, величина  $y$  превосходит величину  $k_-$  более чем на порядок и условие (8) выполняется даже при  $|\xi| \approx 5$ , что в свою очередь ведет к росту вероятности переходов по сравнению со случаями  $\xi = \beta$  при одинаковых барьерах более чем на порядок.

Таким образом, в трехбарьерных структурах проявляется новый и довольно неожиданный эффект – интерференционные эффекты могут приводить к резкому росту вероятности резонансных переходов с верхнего уровня на нижний при смещении нижних резонансных уровней в соседних ямах друг относительно друга по сравнению с вероятностью переходов, когда эти уровни совпадают.

Надо отметить, однако, что вероятность переходов сильно зависит от того, каким образом происходит отстройка уровней друг относительно друга. Так, при  $\xi \rightarrow (\rho + \gamma)/\rho\gamma$   $|\beta| \rightarrow \infty$ , а вероятность переходов заметно убывает (конечно, если все еще выполняется условие (8)).

Можно дать следующее качественное объяснение данных эффектов. Известно, что резонансная проводимость  $\sigma$  (вероятность переходов между уровнями) двухбарьерной структуры, аналогичной рассмотренной выше, но без третьего барьера ( $\gamma = 0$ ), сильно зависит от мощности второго барьера [10]. В наших обозначениях она имеет вид

$$\sigma \approx \sigma_0 \frac{8\rho^6 k_0^2 k_-}{(\rho^2 k_0 + k_1)^2 k_{1-}}. \quad (15)$$

Видно, что с увеличением параметра  $\rho$ , когда структура, по существу, становится просто квантовой ямой, проводимость неограниченно возрастает. По аналогии данную трехбарьерную структуру можно рассматривать как двухбарьерную, в которой роль второго барьера играет вторая двухбарьерная структура. При этом, когда уровни в двух соседних ямах совпадают, прозрачность второй структуры максимальна (мощность второго барьера в двухбарьерном аналоге минимальна), а следовательно, невелика и вероятность переходов между уровнями. При изменении параметра  $\xi$  (изменении положения третьего барьера или дна проводимости во второй яме) резонансный уровень во второй яме смещается относительно уровня в первой и ее прозрачность падает (растет мощность второго барьера в двухбарьерном аналоге), а значит, и увеличивается вероятность переходов между уровнями. Интересно отметить, что при  $|\xi| \rightarrow \infty$   $\beta \rightarrow (1 + \rho)/\rho$ , то есть выполняются условия резонанса в двухбарьерной структуре.

При параметрах структуры, таких, что  $\xi \rightarrow (\rho + \gamma)/\rho\gamma$ , резонансные переходы совершаются в область энергий, заметно отстоящих от резонансного уровня в двухбарьерной структуре ( $|\beta|$  стремится к бесконечности, а не к  $(1 + \rho)/\rho$ ), что, соответственно, и приводит к уменьшению вероятности таких переходов.

Следует отметить, что в рассматриваемом предельном случае чисто когерентного туннелирования предлагаемая структура при достаточно мощных барьерах полностью непрозрачна для упругого (без изменения энергии) туннелирования электронов. Поэтому каждый электрон, прошедший через структуру, должен испустить фотон и, следовательно, квантовая эффективность рассматриваемого процесса близка к единице, причем, в отличие от процесса, изученного в [6], при любой амплитуде поля. Конечно, в реальных экспериментальных условиях только часть электронов туннелирует когерентно, и требует дополнительного исследования вопрос, можно ли и как сделать эту часть достаточно большой. Во всяком случае, конструирование активных структур квантовых каскадных лазеров с учетом описанного выше эффекта позволит не только определить долю когерентно туннелирующих электронов, но и повысить квантовую эффективность и, соответственно, понизить пороговый ток этих приборов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 97-02-16652, и Научного Совета по программе "Физика твердотельных наноструктур" проект 97-1094.

- 
1. A.Kastalsky, V.J.Goldman, and J.H.Abeles, *Appl. Phys. Lett.* **59**(21), 2636 (1991).
  2. J.Faist, F.Capasso, C.Sirtori et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1144 (1994).
  3. J.Faist, F.Capasso, C.Sirtori et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 411 (1996).
  4. Е.И.Голант, А.Б.Пашковский, А.С.Тагер, *Письма в ЖТФ* **20**(21), 74 (1994).
  5. М.Ю.Сумецкий, М.Л.Фельтшин, *Письма ЖЭТФ* **53**, 24 (1991).
  6. Е.И.Голант, А.Б.Пашковский, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 559 (1996).
  7. Е.И.Голант, А.Б.Пашковский, *ЖЭТФ* **112**, 237 (1997).
  8. В.Ф.Елесин, *ЖЭТФ* **112**, 483 (1997).
  9. А.Б.Пашковский, *ЖЭТФ* **109**, 1779 (1996).
  10. Е.И.Голант, А.Б.Пашковский, *ФТП* **31**, 1077 (1997).