

РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlGaAs В СИЛЬНОМ НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*М. П. Теленков, Ю. А. Митягин**

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 марта 2006 г.

Исследован поперечный резонансно-туннельный транспорт в сверхрешетках GaAs/AlGaAs, обусловленный туннельными переходами между уровнями Ландау в соседних квантовых ямах, в сильном наклонном магнитном поле. Показано, что наличие продольной компоненты магнитного поля приводит к появлению интенсивных туннельных переходов между уровнями Ландау с $\Delta n \neq 0$. Вклад этих переходов влечет за собой как существенные уширение и сдвиг туннельного резонанса, так и значительные изменения в вольт-амперных характеристиках структур. Предсказанные особенности поведения вольт-амперных характеристик сверхрешеток в наклонном магнитном поле обнаружены экспериментально.

PACS: 73.21.Fg, 73.22.Dj, 73.63.Hs

1. ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена изучению резонансно-туннельного транспорта в сверхрешетках GaAs/AlGaAs со слабой туннельной связью в наклонном по отношению к слоям структуре магнитном поле.

Хорошо известно, что в случае магнитного поля, перпендикулярного слоям, из-за ортогональности волновых функций, описывающих квантование Ландау в плоскости слоев, при туннелировании между соседними квантовыми ямами имеет место правило отбора $\Delta n = 0$ по номеру уровня Ландау, т. е. туннельные переходы возможны только между уровнями Ландау с одинаковыми номерами. В результате наличие магнитного поля не приводит к существенным качественным изменениям в вольт-амперных характеристиках (ВАХ) сверхрешеток.

В случае наклонного магнитного поля правило отбора $\Delta n = 0$ нарушается [1], т. е. в туннельный ток могут давать вклад дополнительные туннельные переходы между уровнями Ландау с различными номерами. Вопрос состоит в том, насколько эти переходы интенсивны, сколь существен их вклад в туннельный резонанс и как такие переходы проявляются в ВАХ сверхрешеток.

В данной работе представлена модель последовательного резонансно-туннельного транспорта в сверхрешетках со слабой туннельной связью в сильном наклонном магнитном поле, позволяющая провести расчет интегрального профиля туннельного резонанса с учетом сильного электрического поля и многоподзонного характера задачи. С помощью численных расчетов на основе данной модели изучено поведение интегрального профиля туннельного резонанса (зависимости плотности полного туннельного тока между соседними квантовыми ямами от электрического поля) с изменением напряженности V магнитного поля и угла θ его наклона к оси роста структуры. Для сверхрешеток GaAs/AlGaAs с широкими квантовыми ямами обнаружено, что при достаточно больших углах наклона магнитного поля ($\theta > 30^\circ$) переходы с $\Delta n \neq 0$ уже в относительно небольших магнитных полях ($B = 1\text{--}4$ Тл) дают доминирующий вклад в туннельный ток. Результатом этого являются сильное уширение туннельного резонанса и его сдвиг в сторону больших электрических полей.

Моделирование ВАХ сверхрешетки в целом при изменении V и θ показало, что индуцированное магнитным полем изменение профиля туннельного резонанса приводит к сильному сдвигу плато в область

*E-mail: mityagin@sci.lebedev.ru

больших приложенных напряжений и сглаживанию периодической структуры с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) на плато, обусловленной формированием и перемещением домена электрического поля. Проведенные экспериментальные исследования подтвердили предсказанный характер поведения ВАХ сверхрешеток в наклонном магнитном поле.

2. МОДЕЛЬ

Рассмотрим резонансно-туннельный ток в полупроводниковых сверхрешетках GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As в однородном магнитном поле $\mathbf{B} = B_{\parallel}\mathbf{e}_y + B_{\perp}\mathbf{e}_z$, направленном под углом θ к оси роста структуры, и в электрическом поле $\mathbf{F} = -F\mathbf{e}_z$, приложенном перпендикулярно слоям. При этом ограничимся сверхрешетками со слабой туннельной связью, в которых туннельная связь между квантовыми ямами представляет собой малое возмущение, а характерное время туннелирования существенно превышает время внутриямной релаксации. В таких структурах поперечный транспорт хорошо описывается в рамках приближения последовательного туннелирования [2].

При достаточно широких барьерах профиль туннельного резонанса с хорошей степенью точности можно рассчитать, рассматривая туннельные переходы в симметричной двойной квантовой яме (рис. 1).

В настоящей работе мы изучаем структуры со сравнительно малыми энергиями размерного квантования (широкими квантовыми ямами), в которых в туннельный ток дают вклад переходы меж-

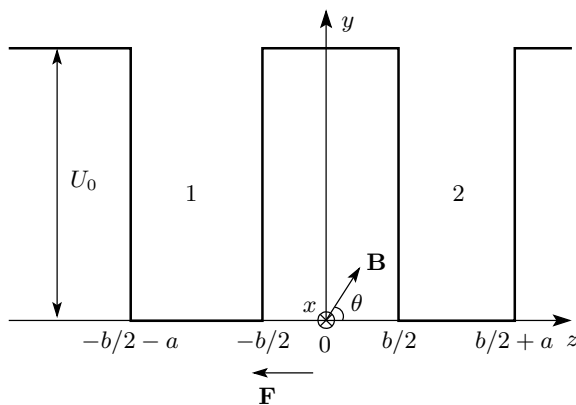


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии задачи

ду состояниями Ландау, принадлежащими нижним подзонам и, соответственно, лежащими глубоко в яме. Поэтому в дальнейшем влиянием непрерывного спектра на эти состояния будем пренебрегать. Также будем пренебрегать взаимодействием спина электрона с магнитным полем [3].

При выборе векторного потенциала магнитного поля в виде $\mathbf{A} = (B_{\parallel}z - B_{\perp}y)\mathbf{e}_x$ гамильтониан электрона в двойной квантовой яме в приближении эффективной массы формализма огибающих функций [4] имеет вид

$$H = \overset{\circ}{H}_{\perp} + H_{\theta} - eFz, \quad (1)$$

$$\overset{\circ}{H}_{\perp} = -\frac{\partial}{\partial z} \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U_{DQW}(z) + \frac{\hbar^2}{m(z)} \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{y}{l_{\perp}^2} i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{y^2}{2l_{\perp}^4} \right) \quad (2)$$

— часть гамильтониана, отвечающая случаю перпендикулярной плоскости слоев ориентации магнитного поля ($B_{\parallel} = 0$), в отсутствие электрического поля,

$$H_{\theta} = \frac{\hbar^2}{m(z)} \left(\frac{z^2}{2l_{\parallel}^4} - \frac{yz}{l_{\parallel}^2 l_{\perp}^2} - \frac{z}{l_{\parallel}^2} i \frac{\partial}{\partial x} \right) \quad (3)$$

— часть гамильтониана, обусловленная наличием наряду с перпендикулярной слоям компонентой магнитного поля B_{\perp} также и компоненты магнитного поля B_{\parallel} , параллельной слоям,

$$m(z) = \begin{cases} m_b, & (|z| > b/2 + a) \cup (|z| < b/2), \\ m_w, & b/2 < |z| < b/2 + a \end{cases} \quad (4)$$

— эффективная масса, $U_{DQW}(z)$ — потенциал двойной квантовой ямы, $l_{\parallel} = \sqrt{\hbar c/eB_{\parallel}}$ и $l_{\perp} = \sqrt{\hbar c/eB_{\perp}}$ — магнитная длина соответственно для компонент B_{\parallel} и B_{\perp} магнитного поля.

Для того чтобы рассчитать туннельный ток между квантовыми ямами в рамках подхода последовательного туннелирования и при этом учесть наличие сильных внешних полей, построим базис, обладающий следующими свойствами [2, 5]. Прежде всего, каждое состояние данного базиса должно быть сильно локализовано в одной из ям. При этом матричные элементы гамильтониана (1) между состояниями данного базиса, локализованными в одной яме, должны быть диагональными. Наконец, при стремлении туннельной связи между ямами к нулю состояния данного базиса должны переходить в соответствующие собственные состояния изолированных квантовых ям во внешних полях. Тогда туннельный ток между соседними квантовыми ямами

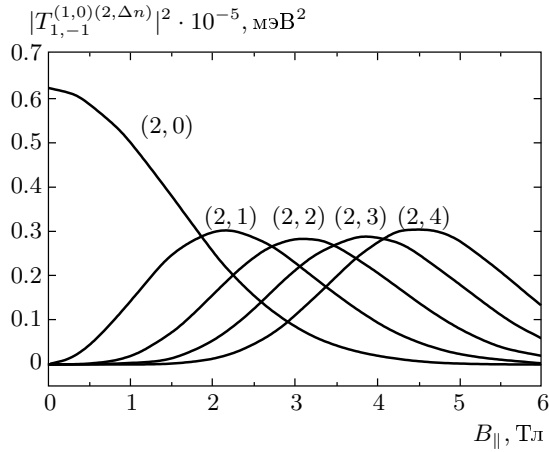


Рис. 2. Зависимости квадратов модулей туннельных матричных элементов от параллельной слоям компоненты B_{\parallel} магнитного поля для переходов из основного состояния ямы 1 в различные состояния Ландау второй подзоны ямы 2. Компонента магнитного поля, перпендикулярная слоям, $B_{\perp} = 3$ Тл. Для каждого значения B_{\parallel} туннельный матричный элемент перехода между основным состоянием ямы 1 и данным состоянием Ландау ямы 2 вычисляется при электрическом поле, при котором основное состояние ямы 1 и данное состояние ямы 2 находятся в резонансе, т. е. их энергии совпадают. Запись (ν, n) обозначает переход в состояние Ландау с номером n в ν -й подзоне

можно рассматривать как результат переходов между локализованными в соседних квантовых ямах состояниями данного базиса, заселенность которых в пределах квантовой ямы описывается равновесной функцией распределения.

В качестве затравочного базиса используем набор связанных собственных состояний электрона при учете только перпендикулярной слоям компоненты магнитного поля (т. е. собственные функции и энергии гамильтониана \hat{H}_{\perp}). Волновые функции и энергии для этих состояний имеют вид [6]

$$\overset{\circ}{\varphi}_{s(a)}^{\nu, n, k_x}(x, y, z) = \frac{\exp(ik_x x)}{\sqrt{L_x}} \Phi_n(y - \overset{\circ}{y}_{k_x}) \overset{\circ}{\varphi}_{s(a)}^{\nu, n}(z), \quad (5)$$

$$\overset{\circ}{E}_{s(a)}^{\nu, n} = \overset{\circ}{E}_{s(a)}^{\nu, n} + \varepsilon_n, \quad (6)$$

где $\Phi_n(y - \overset{\circ}{y}_x)$ и ε_n — отвечающие n -му состоянию ($n = 0, 1, 2, \dots$) собственная функция и собственная энергия линейного гармонического осциллятора с массой m_w , частотой $\omega_{\perp} = eB_{\perp}/m_w c$ и положением равновесия $\overset{\circ}{y}_{k_x} = k_x l_{\perp}^2$, $\overset{\circ}{E}_{s(a)}^{\nu, n}$ и $\overset{\circ}{\varphi}_{s(a)}^{\nu, n}(z)$ —

ν -й уровень энергии размерного квантования и отвечающая ему собственная волновая функция для двойной квантовой ямы с барьером

$$U_0^{eff, n} = U_0 - \left(1 - \frac{m_w}{m_b}\right) \varepsilon_n.$$

Индексы « s » и « a » обозначают соответственно четные ($\overset{\circ}{\varphi}_s^{\nu, n}(-z) = \overset{\circ}{\varphi}_s^{\nu, n}(z)$) и нечетные ($\overset{\circ}{\varphi}_a^{\nu, n}(-z) = -\overset{\circ}{\varphi}_a^{\nu, n}(z)$) по z состояния. Отметим, что в данном случае собственные состояния являются вырожденными по k_x с кратностью вырождения на единицу площади (при $l_{\perp} \ll L_y$)

$$g_{k_x} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{l_{\perp}^2}. \quad (7)$$

Здесь L_x и L_y — размеры образца вдоль осей x и y .

В состояниях (5) электрон в равной мере локализован в каждой из ям. По этой причине набор из состояний (5) не удовлетворяет сформулированным выше условиям локализации. Поэтому, используя набор волновых функций (5), строим ортогональный базис

$$\overset{\circ}{\Xi} = \left\{ \overset{\circ}{\psi}_w^{\nu, n, k_x}(x, y, z) \right\}_w^{\nu, n, k_x},$$

состояния которого для достаточно широких барьеров локализованы каждый в своей яме и удовлетворяют сформулированному выше условию предельного перехода. Состояния такого базиса, локализованные в яме с индексом w (значения $w = 1$ и $w = -1$ соответствуют ямам 1 и 2), имеют вид

$$\overset{\circ}{\psi}_w^{\nu, n, k_x}(x, y, z) = \frac{\exp(ik_x x)}{\sqrt{L_x}} \Phi_n(y - \overset{\circ}{y}_{k_x}) W_w^{\nu, n}(z), \quad (8)$$

$$W_w^{\nu, n}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\overset{\circ}{\varphi}_s^{\nu, n}(z) + w \overset{\circ}{\varphi}_a^{\nu, n}(z) \right]. \quad (9)$$

Постоянные фазовые множители волновых функций $\overset{\circ}{\varphi}_s^{\nu, n}(z)$ и $\overset{\circ}{\varphi}_a^{\nu, n}(z)$ выбираем таким образом, чтобы волновые функции $W_1^{\nu, n}(z)$ и $W_{-1}^{\nu, n}(z)$ были локализованы соответственно в ямах 1 и 2.

Матричный элемент гамильтониана в базисе $\overset{\circ}{\Xi}$ имеет вид

$$H_{w_1, w_2}^{(\nu_1, n_1, k_{x1})(\nu_2, n_2, k_{x2})} = \left\langle \overset{\circ}{\psi}_{w_1}^{\nu_1, n_1, k_{x1}}(x, y, z) \left| H \right| \overset{\circ}{\psi}_{w_2}^{\nu_2, n_2, k_{x2}}(x, y, z) \right\rangle =$$

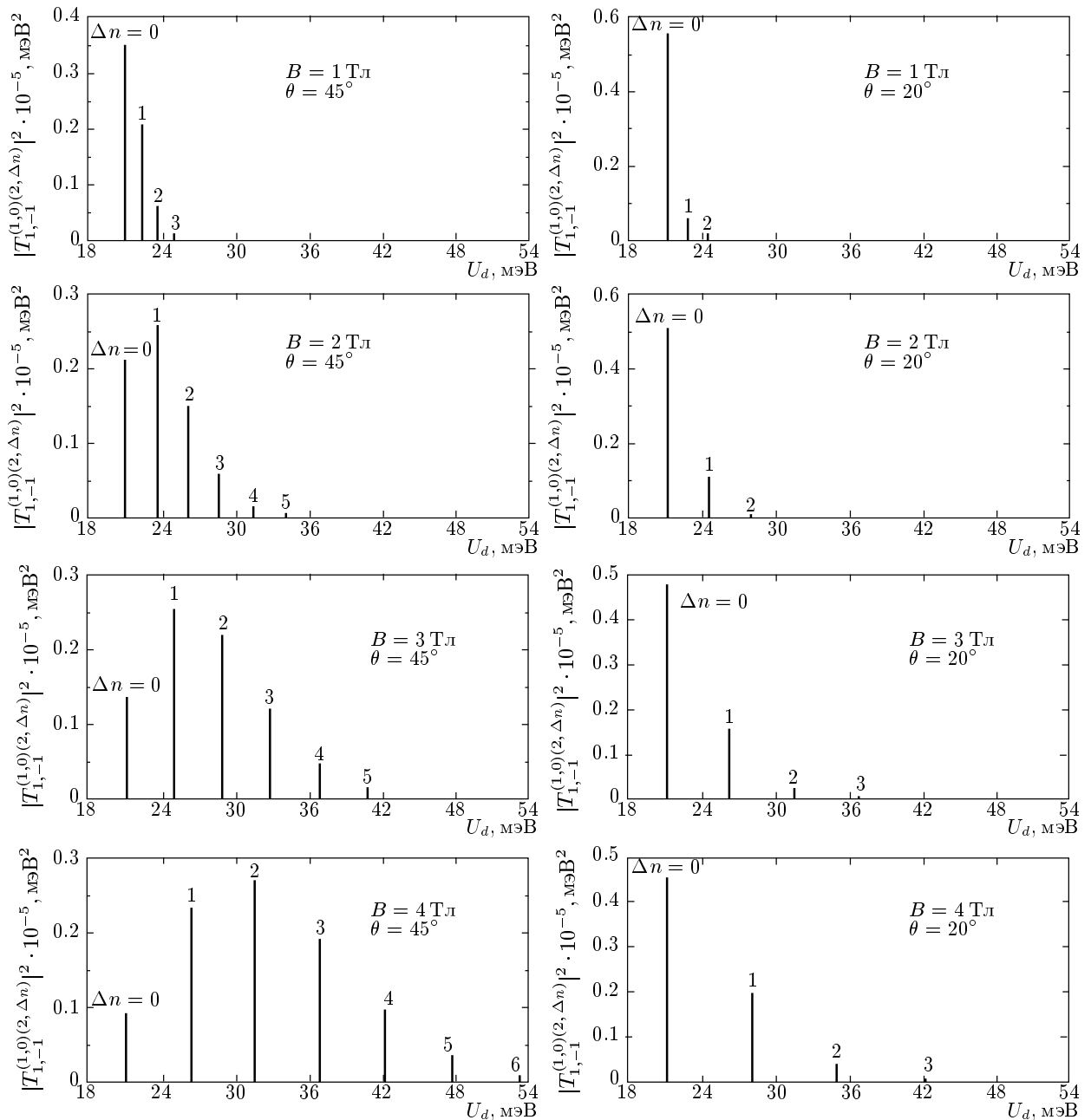


Рис. 3. Диаграммы туннельных переходов из основного состояния ямы 1 в состояния Ландау второй подзоны ямы 2 для различных значений напряженности B и угла θ наклона магнитного поля. Каждая вертикальная прямая соответствует отдельному туннельному переходу, ее положение на оси абсцисс — максимуму туннельного резонанса для данного перехода, а длина пропорциональна квадрату модуля туннельного матричного элемента между соответствующими состояниями

$$\begin{aligned}
 &= \delta_{k_{x1}, k_{x2}} \left[\delta_{w_1,1} \delta_{w_2,1} (H_1)_{1,1}^{(\nu_1, n_1)(\nu_2, n_2)} + \right. \\
 &+ \delta_{w_1,-1} \delta_{w_2,-1} (H_1)_{-1,-1}^{(\nu_1, n_1)(\nu_2, n_2)} + \\
 &+ \delta_{w_1,1} \delta_{w_2,-1} (H_1)_{1,-1}^{(\nu_1, n_1)(\nu_2, n_2)} + \\
 &\left. + \delta_{w_1,-1} \delta_{w_2,1} (H_1)_{-1,1}^{(\nu_1, n_1)(\nu_2, n_2)} \right], \quad (10)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 (H_1)_{w_1, w_2}^{(\nu_1, n_1)(\nu_2, n_2)} &= \\
 &= \langle \Phi_{n_1}(y) W_{w_1}^{\nu_1, n_1}(z) | H_1 | \Phi_{n_2}(y) W_{w_2}^{\nu_2, n_2}(z) \rangle, \quad (11)
 \end{aligned}$$

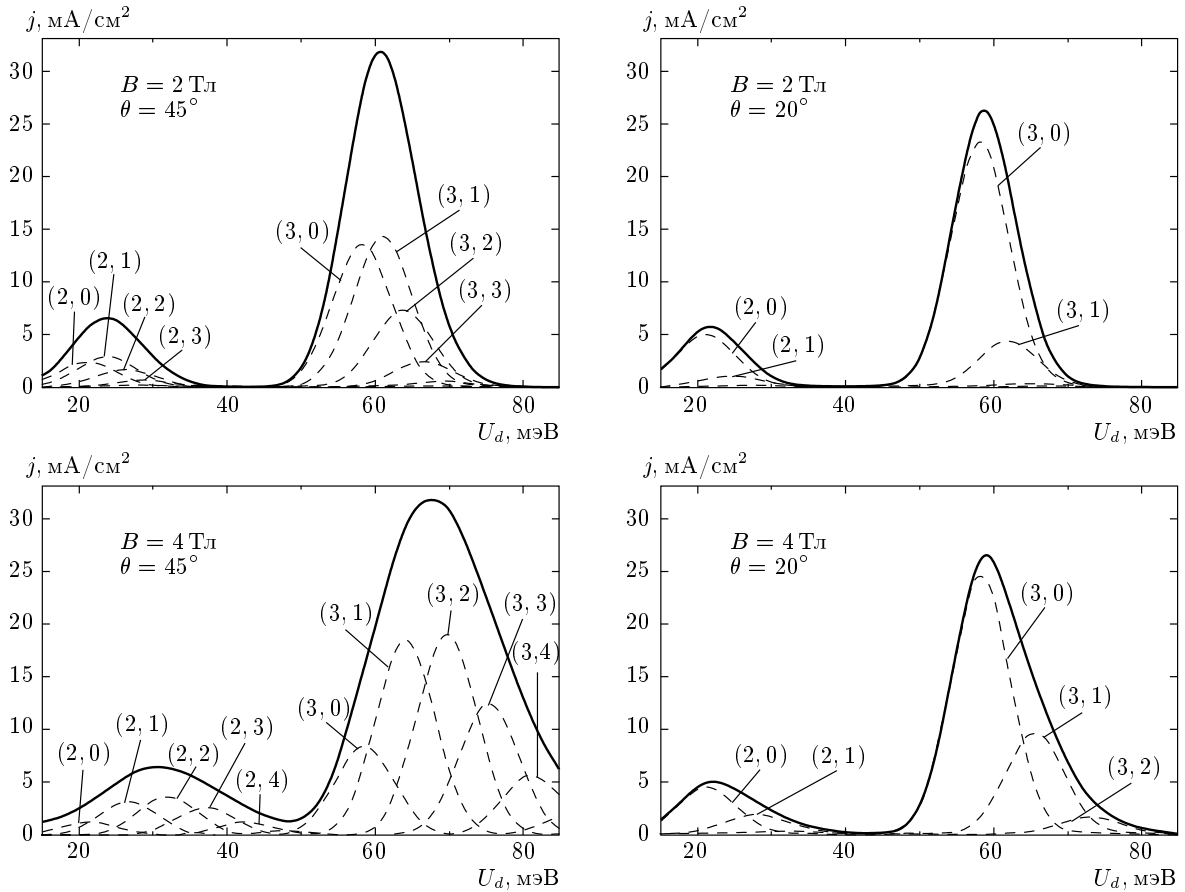


Рис. 4. Интегральный (сплошные линии) профиль туннельного резонанса в области переходов из первой подзоны ямы 1 во вторую и третью подзоны ямы 2 для различных значений B и θ . Штриховыми линиями показаны вклады (15) в интегральный профиль туннельного резонанса отдельных переходов. Запись (ν, n) обозначает вклад перехода в состояние Ландау с номером n в ν -й подзоне. Ширина отдельных переходов $\Gamma = 4 \text{ мэВ}$

$$\begin{aligned}
 H_1 = & -\frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\hbar^2}{2m(z)l_{\perp}^4} y^2 - \\
 & -\frac{\partial}{\partial z} \frac{\hbar^2}{2m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U_{DQW}(z) - \\
 & -\frac{\hbar^2}{m(z)l_{\parallel}^2 l_{\perp}^2} yz + \frac{\hbar^2}{2m(z)l_{\parallel}^4} z^2 - eFz. \quad (12)
 \end{aligned}$$

Между локализованными в одной яме состояниями базиса Ξ имеет место взаимодействие, обусловленное наличием электрического поля и параллельной слоям компоненты B_{\parallel} магнитного поля. Поэтому, для того чтобы получить окончательный базис, удовлетворяющий всем перечисленным выше условиям, с помощью численной процедуры диагонализации матриц $(H_1)_{1,1}$ и $(H_1)_{-1,-1}$ перейдем к новому, зависящему от электрического и магнитного полей базису

$$\Xi = \{ \psi_w^{m,k_x}(x, y, z) \}_w^{m,k_x},$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ — порядковый (по возрастанию энергии) номер состояния в яме. Локализованные в одной яме состояния этого базиса не взаимодействуют за счет внешних полей (обусловленное электрическим полем и параллельной слоям компонентой B_{\parallel} магнитного поля смешивание состояний Ландау (8), локализованных в одной яме, включено в состояния нового базиса). Везде в дальнейшем, говоря о состояниях Ландау в ямах, будем иметь в виду состояния базиса Ξ , а говоря об уровнях Ландау, — средние энергии электрона в состояниях данного базиса.

В базисе Ξ матричный элемент гамильтониана имеет вид

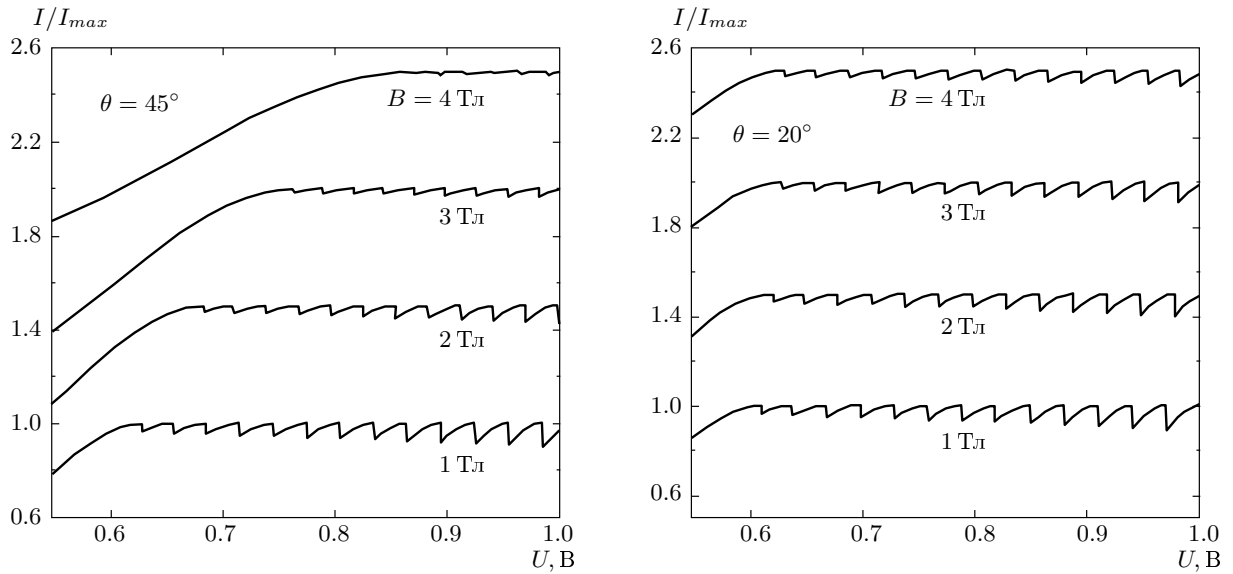


Рис. 5. Фрагменты ВАХ сверхрешеток в области второго плато, рассчитанных для различных напряженностей магнитного поля при $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 20^\circ$, I_{max} — средний ток на втором плато ВАХ; $\Gamma = 4$ мэВ

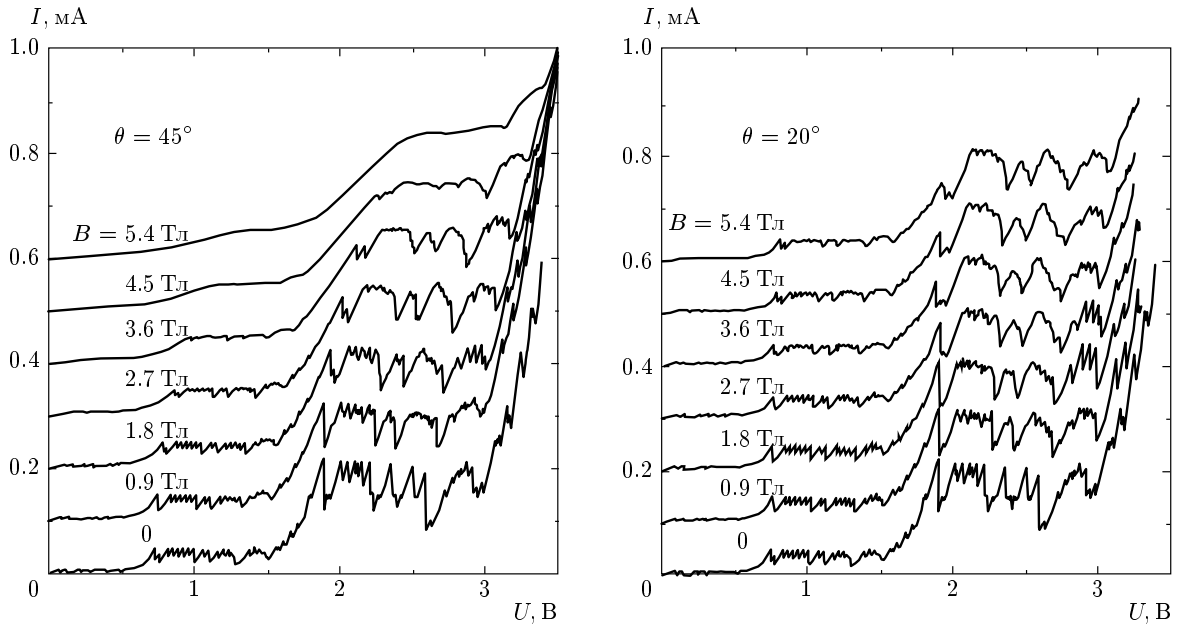


Рис. 6. Измеренные ВАХ сверхрешеток в наклонном магнитном поле для $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 20^\circ$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{w_1, w_2}^{(m_1, k_{x1}), (m_2, k_{x2})} &= \\ &= \delta_{k_{x1}, k_{x2}} \left[\delta_{w_1, w_2} \delta_{m_1, m_2} \left(\tilde{E}_{w_1}^{m_1} + w_1 \frac{U_d}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + (1 - \delta_{w_1, w_2}) T_{w_1, w_2}^{(m_1), (m_2)} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $U_d = eFd$ — падение напряжения на расстоя-

нии d между центрами ям, \tilde{E}_w^m — энергия в m -м состоянии Ландау ямы с индексом w в случае, если нуль потенциала электрического поля выбирается в центре данной ямы, $T_{w_1, w_2}^{(m_1), (m_2)}$ — матричный элемент гамильтониана (1) между m_1 -м состоянием Ландау ямы с индексом w_1 и m_2 -м состоянием Ландау ямы с индексом w_2 (в дальнейшем туннельный матричный элемент между соответствующими

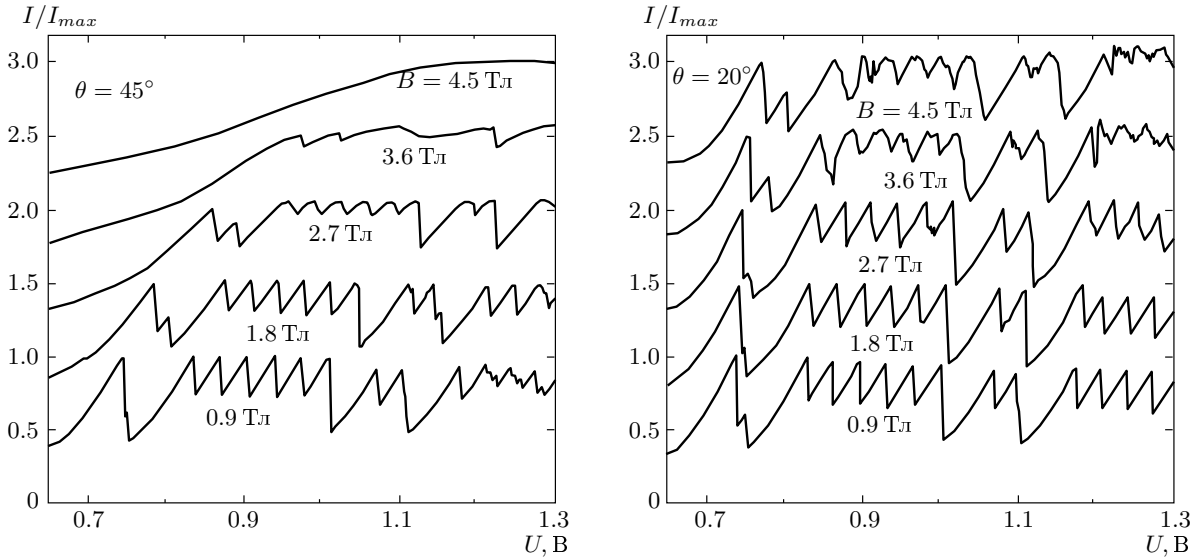


Рис. 7. Фрагменты измеренных ВАХ в области второго плато для $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 20^\circ$, I_{max} — средний ток на втором плато ВАХ

состояниями). Важно отметить, что величины $\tilde{E}_{w_1}^{m_1}$ и $T_{w_1, w_2}^{(m_1), (m_2)}$ не зависят от k_x , а кратность вырождения также дается выражением (7).

Будем рассматривать случай низких температур ($T = 4.2$ К) и относительно невысоких уровней легирования структур. Это дает возможность пренебрегать заселенностью возбужденных уровней Ландау.

В приближении правила Ферми плотность туннельного тока из основного состояния ямы 1 в яму 2 дается выражением [2]

$$j = \sum_m j^{1 \rightarrow m}, \quad (14)$$

где

$$j^{1 \rightarrow m} = \frac{2\pi e}{\hbar} n_e |T_{1,-1}^{(1),(m)}|^2 \times \\ \times g^{(1) \rightarrow (m)} (U_d - U_d^{res, (1) \rightarrow (m)}) \quad (15)$$

— вклад в плотность тока переходов из основного состояния ямы 1 в m -е состояние Ландау ямы 2, n_e — двумерная концентрация электронов в яме, $U_d^{res, (1) \rightarrow m}$ — падение напряжения между центрами ям, при котором основной уровень ямы 1 и m -й уровень ямы 2 совпадают по энергии (т. е. находятся в резонансе).

Для точного количественного расчета формфактора $g^{(1) \rightarrow (m)}(E)$ необходимо решать задачу о туннелировании между уровнями Ландау с учетом про-

цессов рассеяния, что выходит за рамки данной работы. Поэтому для дальнейших численных расчетов формфактор $g^{(1) \rightarrow (m)}(E)$ для каждого перехода аппроксимировался гауссианом:

$$g^{(1) \rightarrow (m)}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left(-\frac{E^2}{2\Gamma^2}\right), \quad (16)$$

где величина Γ — ширина туннельного перехода — использовалась как феноменологический параметр.

Численные расчеты показали, что для рассмотренных нами структур и магнитных полей, отслеживая эволюцию каждого из уровней Ландау с увеличением угла наклона θ магнитного поля, каждому уровню Ландау с номером m в наклонном магнитном поле можно поставить в соответствие номер ν подзоны и номер n уровня Ландау в подзоне, которые определяют данный уровень при перпендикулярной ориентации магнитного поля. В дальнейшем при обсуждении результатов численных расчетов будем использовать для наглядности именно такую классификацию, хотя она и не является обязательной. Запись (ν, n) в дальнейшем будет обозначать состояние Ландау с номером n в ν -й подзоне.

Расчет ВАХ сверхрешетки в целом проводился с помощью дискретной модели резонансно-туннельного транспорта в сверхрешетках [7, 8] с использованием полученного согласно выражениям (14), (15) профиля туннельного резонанса.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Изучение резонансно-туннельного транспорта проводилось в сверхрешетках GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As *n*-типа (ширина ям 25 нм, ширина барьеров 10 нм, 30 периодов, концентрация доноров (кремний) $1.75 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$), заключенных между двумя сильнолегированными ($2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слоями *n*⁺-GaAs. Исследовались мезоструктуры с диаметром мез 500 мкм и Cr/Au-контактами, изготовленными вакуумным напылением со стороны верхних частей мез и на обратной стороне подложки *n*⁺-GaAs. Магнитное поле ($B = 1\text{--}6$ Тл) создавалось сверхпроводящим соленоидом. Измерялись статические ВАХ структур при температуре 4.2 К.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Используя изложенную выше модель, мы провели численные расчеты резонансно-туннельных характеристик для сверхрешеток GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As с широкими (25 нм) квантовыми ямами (ширина барьера 10 нм) в диапазоне магнитных полей $B = 1\text{--}4$ Тл.

Прежде всего были рассчитаны туннельные матричные элементы для переходов из основного состояния ямы 1 ($\nu = 1, n = 0$) в состояния Ландау ямы 2 с различными ν и n . При этом туннельный матричный элемент, характеризующий переход между двумя данными состояниями, вычислялся для напряженности электрического поля, при которой соответствующие два уровня находятся в резонансе.

На рис. 2 приведена зависимость квадрата модуля туннельных матричных элементов для переходов в состояния ямы 2 с различными номерами уровней Ландау во второй подзоне ($\nu = 2$) от B_{\parallel} при фиксированном значении B_{\perp} . Видно, что по мере роста B_{\parallel} матричные элементы (и, соответственно, интенсивности) резонансно-туннельных переходов с $\Delta n \neq 0$ становятся отличными от нуля и быстро возрастают. При этом интенсивность туннельных переходов с $\Delta n = 0$ уменьшается, так что при достаточно больших B_{\parallel} ($B_{\parallel} \sim B_{\perp}$) переходы с $\Delta n \neq 0$ начинают преобладать.

На рис. 3 приведены диаграммы туннельных переходов в состояния с различными номерами уровней Ландау во второй подзоне, рассчитанные для двух ориентаций магнитного поля. Как видно из рисунка, для угла наклона магнитного поля $\theta = 45^\circ$ по мере роста напряженности магнитного поля в игру включается все больше переходов с $\Delta n \neq 0$. При этом с увеличением B начинают доминировать пе-

реходы со все большими Δn . Это должно приводить к существенному уширению интегрального туннельного резонанса и значительному сдвигу его максимума в сторону больших электрических полей.

Интегральный профиль туннельного резонанса был получен суммированием вкладов отдельных переходов, которые определялись по формуле (15) с формфактором в виде (16). Ширина Γ полагалась одинаковой для всех переходов и не зависящей от магнитного поля. Выбранная ее величина (4 мэВ) примерно соответствует экспериментальным значениям.

Полученные таким образом кривые и характер их изменения с магнитным полем приведены на рис. 4. Видно, что при $\theta = 45^\circ$ по мере роста B положение резонанса смещается в сторону больших электрических полей и резко возрастает его ширина, причем результирующая ширина резонанса существенно превышает ширину Γ отдельного перехода.

В случае ориентации магнитного поля, близкой к перпендикулярной слоям ($\theta = 20^\circ$), переход с $\Delta n = 0$ всегда является доминирующим (см. рис. 3). В результате положение и ширина резонанса практически не меняются с магнитным полем (рис. 4).

Используя полученные таким образом интегральные профили туннельного резонанса, с помощью дискретной модели туннельного транспорта в сверхрешетках [7, 8] мы рассчитали ВАХ сверхрешеток в целом для различных B и θ . Эти зависимости приведены на рис. 5. Видно, что при $\theta = 45^\circ$ имеет место существенное изменение ВАХ с магнитным полем, а именно, сдвиг плато в сторону больших приложенных напряжений и сглаживание ОДП-структуры на плато. В случае $\theta = 20^\circ$ заметных изменений ВАХ не происходит.

Измеренные экспериментально ВАХ исследуемых сверхрешеток в наклонном магнитном поле приведены на рис. 6 для двух ориентаций поля \mathbf{B} . На рис. 7 показаны фрагменты измеренных ВАХ в области второго плато. Сопоставление экспериментальных кривых с рассчитанными теоретически (рис. 5) показывает, что наблюдаемый характер поведения ВАХ в магнитном поле согласуется с предсказаниями теории — наблюдается сильная зависимость ВАХ от B при $\theta = 45^\circ$ (сдвиг плато в сторону больших напряжений и сглаживание ОДП-структуры на плато) и существенно более слабое влияние магнитного поля при $\theta = 20^\circ$.

Следует отметить, что в экспериментальных ВАХ, измеренных при $\theta = 20^\circ$, наблюдается некоторое сглаживание ОДП-структуры с увеличением

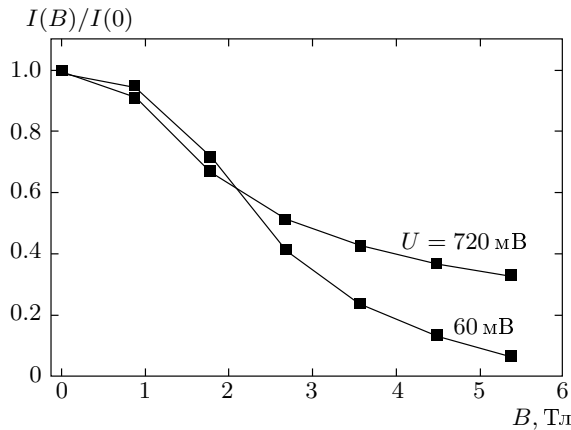


Рис. 8. Зависимости тока через структуру от напряженности магнитного поля при различных приложенных напряжениях, измеренные при ориентации магнитного поля $\theta = 45^\circ$

магнитного поля, в то время как в теоретически рассчитанных ВАХ оно практически не заметно. Это связано, по-видимому, с тем, что в расчетах ширина Γ отдельного перехода между уровнями Ландау считалась не зависящей от магнитного поля. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что величина Γ растет с увеличением B . Известно, что увеличение ширины уровней Ландау с магнитным полем действительно происходит [9]. Проведенный анализ показал, что для объяснения наблюдаемого сглаживания экспериментальных ВАХ при изменении B в диапазоне 0–6 Тл изменение Γ не должно превышать 50%. Основной наблюдаемый в работе эффект связан с индуцируемым магнитным полем «неоднородным» уширением резонанса, величина которого существенно (до пяти-шести раз) превышает Γ .

Следует также обратить внимание на то, что индуцированный магнитным полем сдвиг плато ВАХ сверхрешеток приводит к значительному

положительному магнитосопротивлению в таких структурах. Сказанное иллюстрируется рис. 8, где представлены измеренные при ориентации магнитного поля $\theta = 45^\circ$ зависимости тока через структуру от напряженности магнитного поля при приложенных напряжениях $U = 60$ мВ и $U = 720$ мВ. Видно, что при изменении магнитного поля от нуля до 5.4 Тл ток через структуру изменяется более чем на порядок.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-17361).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. Lyo, Phys. Rev. B **57**, 9114 (1998).
2. A. Wacker, in *Theory of Transport Properties of Semiconductor Nanostructures*, ed. by E. Shöll, Chapman and Hall, London (1998), p. 321.
3. U. Bockelmann and G. Bastard, Phys. Rev. B **45**, 1700 (1992).
4. G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*, Les Editions de Physique, Les Ulis (1998), p. 63.
5. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис, ФТП **6**, 148 (1972).
6. S. Živanović, V. Milanović, and Z. Ikonić, Phys. Rev. B **52**, 8305 (1995).
7. Ю. А. Митягин, В. Н. Мурзин, Письма в ЖЭТФ **64**, 146 (1996).
8. L. L. Bonilla, J. Galan, J. A. Cuesta, F. C. Martinez, and J. M. Molera, Phys. Rev. B **50**, 8644 (1994).
9. T. Uenoyama and L. J. Sham, Phys. Rev. B **39**, 11044 (1998).