

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВИРТУАЛЬНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ФОРМИРУЮЩИЕСЯ ВСЛЕДСТВИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ GaAs

Ю. Н. Ханин*, Е. Е. Вдовин, Ю. В. Дубровский

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 марта 2004 г.

Статья посвящена изучению транспорта электронов через однобарьерные гетероструктуры GaAs/AlAs/GaAs. Была обнаружена осциллирующая компонента транспортных характеристик симметричных однобарьерных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs со спейсерами, обусловленная резонансным туннелированием электронов через виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структур вследствие отражения электронов от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs и их последующей интерференции. Продемонстрировано, что электроны отражаются от границы сильнолегированной области преимущественно когерентно, как от одномерного усредненного потенциала случайно расположенных, начиная с этой границы, примесей. Показано, что подавление низкоэнергетических виртуальных резонансов обусловлено рассеянием электронов в результате их взаимодействия с продольными оптическими фононами (LO-фононами) в области спейсера.

PACS: 73.40.Gk, 73.21.Fg

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе представлены результаты исследования вертикального транспорта электронов в симметричных и асимметричных однобарьерных GaAs/AlAs-гетероструктурах со спейсерами (слаболегированными околосбарьерными слоями), касающиеся изучения резонансного туннелирования через виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структуры в результате надбарьерного отражения электронов от плавного перепада потенциала на границе спейсера с сильнолегированной контактной областью (границе n^- -GaAs/ n^+ -GaAs) и их последующей интерференции с электронами, движущимися к этой границе со стороны AlAs-барьера. То есть речь пойдет о резонансном туннелировании через интерференционные электронные состояния, ограниченные, с одной стороны, реальным потенциальным барьером (слоем AlAs в данном случае), а с другой — надбарьерным отражением или, иначе говоря, через

состояния, обусловленные квантованием продольного (вдоль ростового направления z) движения электронов в спейсерной области (состояния в квантовой псевдоям). Об обнаружении этого эффекта мы уже сообщали кратко ранее [1]. Кроме того, существует несколько экспериментальных работ, в которых сообщалось об обнаружении в транспортных характеристиках туннельных гетероструктур проявления виртуальных состояний, ограниченных надбарьерным отражением от резких (ступенчатых) разрывов потенциала большой величины (1–10 эВ) на гетерограницах [2, 3] и границах полупроводник–металл [4, 5]. В последней из процитированных работ, где исследовалось туннелирование электронов в GaAs/AlAs-резонансно-туннельном диоде с Al-коллектором Шоттки и виртуальные состояния формировались в области спейсера вследствие отражения на границе спейсера и Al-коллектора, было продемонстрировано существенное влияние виртуальных состояний на транспортные и частотные (предельную частоту, прежде всего) характеристики резонансно-туннельного диода в интервале

*E-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru

температур 1.5–300 К. Кроме того, анализ температурных и энергетических зависимостей количества и величин резонансных особенностей транспортных характеристик, обусловленных резонансным туннелированием через виртуальные состояния (амплитуд виртуальных резонансов), позволил получить ценную информацию о распределении электронов в эмиттере резонансно-туннельного диода, механизмах и темпах рассеяния в области спейсера и об отражательных свойствах границы полупроводник–металл (GaAs–Al). На радикальную зависимость амплитуд виртуальных резонансов от свойств отражающей границы указывает безуспешность попытки обнаружения таких резонансов, предпринятой в работе [6], где исследовались резонансно-туннельные диоды, отличавшиеся от [4] лишь способом получения слоя Al-коллектора. В первом случае [4] он выращивался непосредственно в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, во втором [6] — в следующем за ростом гетероструктуры процессе. Отсутствие виртуальных резонансов [6] было связано с существенным рассеянием электронов на несовершенствах границы GaAs/Al или, как еще иначе писали авторы, с тем, что граница со слоем Al пространственно-неоднородна и не дает зеркального отражения, требуемого для формирования виртуальных состояний.

В свете сказанного обнаружение виртуальных состояний, обусловленных отражением от заведомо относительно слабого и нерезкого перепада потенциала на размытой границе n^- -GaAs/ n^+ -GaAs, является весьма неожиданным и указывает на актуальность изучения влияния на транспорт процесса отражения электронов от границ раздела подобного рода, представляющих собой непрямой атрибут большого количества разнообразных гетероструктур.

Наиболее важные из полученных нами результатов, относящихся к затронутой выше проблематике, составляют основу содержания данной работы и могут быть предварительно кратко сформулированы следующим образом.

1. Обнаружена осциллирующая компонента транспортных характеристик симметричных однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs-гетероструктур со спейсерами, обусловленная резонансным туннелированием электронов через виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структур вследствие отражения электронов от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs. Идентификация экспериментальных особенностей проведена на основании сравнения с расчетными значениями резонанс-

ных напряжений, соответствующих поочередному открыванию каналов резонансного туннелирования через состояния модельной квантовой ямы и, следовательно, показывающих положение на транспортных характеристиках резонансных особенностей, отвечающих этим процессам.

2. Проведенный анализ зависимости амплитуд виртуальных резонансов от напряжения смещения, основанный на сравнении с расчетной зависимостью, позволил получить информацию как о механизме отражения от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs, так и о процессах рассеяния электронов внутри спейсерной области (псевдожмы). Продемонстрировано, что электроны отражаются от границы сильнолегированной области преимущественно как от одномерного (вдоль транспортного направления z) усредненного потенциала случайно расположенных, начиная с этой границы, примесей, не испытывая при этом влияния возможных в реальности флуктуаций и неоднородностей потенциала в плоскости xy , которые, аналогично шероховатостям и неоднородностям границ раздела в традиционных резонансно-туннельных диодах, могут приводить к рассеянию электронов и обусловленному этим процессом размытию (подавлению и уширению) туннельных резонансов (см. [7, с. 44, 55]). Иными словами, показано, что отражение от границы сильнолегированной области происходит преимущественно когерентно. Кроме того, показано, что подавление низкоэнергетических виртуальных резонансов обусловлено рассеянием электронов в результате их взаимодействия с продольными оптическими фононами (ЛО-фононами) в области спейсера.

3. Проведено исследование магнитотуннелирования электронов в симметричных однобарьерных GaAs/AlAs-гетероструктурах со спейсером в магнитном поле, перпендикулярном направлению транспорта, $B \perp I$, вплоть до 8 Тл. Анализ эволюции резонансной структуры с магнитным полем показал полную аналогию с наблюдавшейся в экспериментах по туннелированию электронов через состояния в широких квантовых ямах традиционных двухбарьерных резонансно-туннельных гетероструктур GaAs/AlAs [8] и дал дополнительное подтверждение правильности идентификации наблюдавшихся нами особенностей транспортных характеристик как следствия проявления резонансного туннелирования через виртуальные состояния в спейсерной области.

4. Исследован транспорт электронов в асимметричных гетероструктурах GaAs/AlAs с двухступенчатым барьером и спейсерами, в результате чего

удалось обнаружить при противоположных напряжениях смещения особенности транспортных характеристик, обусловленные резонансным туннелированием через виртуальные состояния, ограниченные в областях спейсера и нижней ступеньки барьера, обладающих различными ширинами (через виртуальные состояния в псевдошах разной ширины). Таким образом, экспериментально продемонстрирована зависимость «частоты» наблюдавшейся экспериментальной структуры (лестницы резонансов) от ширины квантовой псевдоша, чем окончательно снята некоторая неопределенность результатов идентификации особенностей транспортных характеристик симметричных гетероструктур, обусловленная влиянием на процедуру идентификации недостоверного знания как параметров структур (точного положения границы n^-/n^+), так и физических факторов (например, степени сохранения в туннельных процессах перпендикулярной транспортному направлению компоненты волнового вектора $k_{\parallel} = (k_x, k_y)$).

Теперь остановимся на каждом из этих результатов подробнее, предварительно описав использованные в наших экспериментах образцы и методы измерений.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовавшиеся нами образцы представляли собой однобарьерные гетеродиоды двух типов, изготовленные на основе симметричных гетероструктур GaAs/AlAs/GaAs (с различными толщинами барьерных слоев AlAs) и асимметричных гетероструктур GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs (с двухступенчатым барьером), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных n^+ -GaAs-подложках с ориентацией (100) при температуре 570 °С. В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Дальнейшее описание будет касаться преимущественно симметричных образцов, к описанию же образцов второго типа мы возвратимся несколько позже, при изложении соответствующих экспериментальных данных. Итак, симметричные гетероструктуры состояли из следующей последовательности слоев: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ n^+ -GaAs-буфер толщиной 0.4 мкм; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ n^- -GaAs-спейсер толщиной 50 нм; нелегированный GaAs-спейсер толщиной 10 нм; нелегированный AlAs-барьер шириной 2.5, 3.5 или 5.0 нм; нелегированный GaAs-спейсер толщиной 10 нм; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ n^- -GaAs-спейсер толщи-

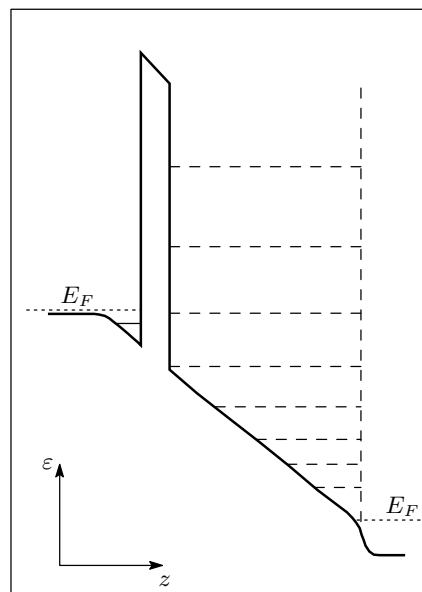


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма экспериментальной однобарьерной гетероструктуры при положительном напряжении смещения

ной 50 нм; $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ контактный n^+ -GaAs-слой толщиной 0.4 мкм. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400 \text{ °C}$. Для создания мезоструктуры диаметром 100 мкм была использована стандартная технология химического травления.

Схематический профиль дна зоны проводимости симметричной экспериментальной структуры при смещении представлен на рис. 1. Вертикальной штриховой линией на этом же рисунке изображена «стенка», а горизонтальными штриховыми линиями — состояния (уровни энергии состояний) квантовой псевдоша. Экспериментальные образцы устроены таким образом, что приложение внешнего напряжения (V_b) приводит, как видно на рис. 1, к формированию возле AlAs-барьера так называемого аккумуляционного слоя, представляющего собой псевдотрехугольную квантовую яму, двумерные состояния которой заполнены электронами, образуя двумерный электронный газ. Наличие аккумуляционного слоя в данных образцах подтверждено нами на основании исследования магнитоосцилляций типа Шубникова–де Гааза [9]. В такой ситуации процесс резонансного туннелирования через двумерные состояния в квантовой псевдоша обусловлен туннельными переходами через эти состояния электронов из двумерных состояний аккумуляционного

слоя. Увеличение напряжения V_b приводит к уменьшению энергий состояний псевдоямы относительно состояний аккумуляционного слоя и последовательному открыванию каналов резонансного туннелирования в моменты совпадения энергий резонансов соответствующих подзон, проявляющемуся в виде последовательности особенностей (лестницы резонансов) транспортных характеристик. Отметим, что в рассматриваемом здесь случае туннелирования с сохранением поперечной компоненты волнового вектора k_{xy} резонансная особенность вольт-амперной характеристики (токовый резонанс) должна иметь лоренцеву или косинусоидальную форму в зависимости от величины уширения резонансных состояний и соответствующие производные.

Описываемые в данной работе результаты основывались на проведенных нами измерениях зависимостей дифференциальной проводимости и второй производной тока по напряжению экспериментальных образцов от приложенного напряжения в интервале температур 4.2–150 К и в магнитном поле до 8 Тл. Измерения этих зависимостей проводились с использованием стандартной модуляционной методики.

2.1. Транспортные характеристики симметричных образцов GaAs/AlAs/GaAs и идентификация наблюдавшейся резонансной структуры

Рисунок 2 представляет зависимости dI/dV и d^2I/dV^2 от напряжения симметричных образцов GaAs/AlAs/GaAs с Al-барьерами шириной 3.5 нм, измеренные при температуре $T = 4.2$ К в отсутствие магнитного поля. Данные характеристики демонстрируют наличие значительной осциллирующей компоненты, обусловленной, как будет видно из дальнейшего, резонансным туннелированием электронов из двумерных состояний аккумуляционного слоя через двумерные виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структур в результате отражения электронов от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs и последующей интерференции (через двумерные состояния квантовой псевдоямы). Образцы с AlAs-барьерами шириной 2.5 и 5 нм обладали аналогичными транспортными характеристиками с той только разницей, что в образцах с барьерами шириной 5 нм резонансные осцилляции при отрицательных напряжениях смещения были значительно подавлены. Отметим, что и в образцах с барьерами шириной 3.5 нм амплитуды наблюдаемых осцилляций на отрицательной ветви зависимо-

сти dI/dV от V несколько меньше, чем на положительной. Это, по всей видимости, связано с различием степени резкости концентрационных фронтов на границах n^+ -GaAs/ n^- -GaAs и n^- -GaAs/ n^+ -GaAs (нижней и верхней отражающих границах в порядке роста слоев) вследствие добавочного размытия границы n^+/n^- из-за диффузии в процессе роста, обуславливающим соответствующее различие коэффициентов отражения от этих границ. Уменьшение амплитуд резонансных осцилляций с ростом напряжения связано, прежде всего, с уменьшением времени жизни (увеличением энергетического уширения) соответствующих виртуальных состояний из-за уменьшения коэффициента надбарьерного отражения на границе n^-/n^+ с ростом энергии.

Идентификация экспериментальных особенностей как проявления резонансного туннелирования через виртуальные состояния в спейсерной области (виртуальных резонансов) проводилась на основании сравнения экспериментальных характеристик с расчетными резонансными напряжениями, указывавшими предполагаемое положение на транспортных характеристиках резонансных особенностей определенного типа, соответствующих совпадением энергий (резонансам) подзон аккумуляционного слоя и квантовой ямы (реальной) в модельной туннельной структуре. Модельная структура отличалась от экспериментальной только наличием дополнительного тонкого барьера на границе n^+/n^- . С помощью самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера определялись профиль дна зоны проводимости, уровни энергии состояний в квантовой яме и характеристики (уровень энергии и определяемая им концентрация электронов) аккумуляционного слоя в зависимости от приложенного напряжения. Корректность расчета параметров аккумуляционного слоя при этом проверялась путем сравнения с экспериментальной зависимостью концентрации электронов в аккумуляционном слое от напряжения, полученной из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза в параллельном току магнитном поле ($B \parallel I$) [9].

Отметим, что указанное выше условие совпадения энергий подзон аккумуляционного слоя и квантовой ямы удобно для описания резонансного туннелирования с сохранением поперечной току компоненты волнового вектора k_{xy} и соответствует максимумам вольт-амперной ($I-V$) характеристики (минимумам (d^2I/dV^2-V) -характеристики). Результаты расчета резонансных напряжений модельной структуры с квантовой ямой шириной 60.5 нм представлены на рис. 2б треугольниками. Рассчитанные

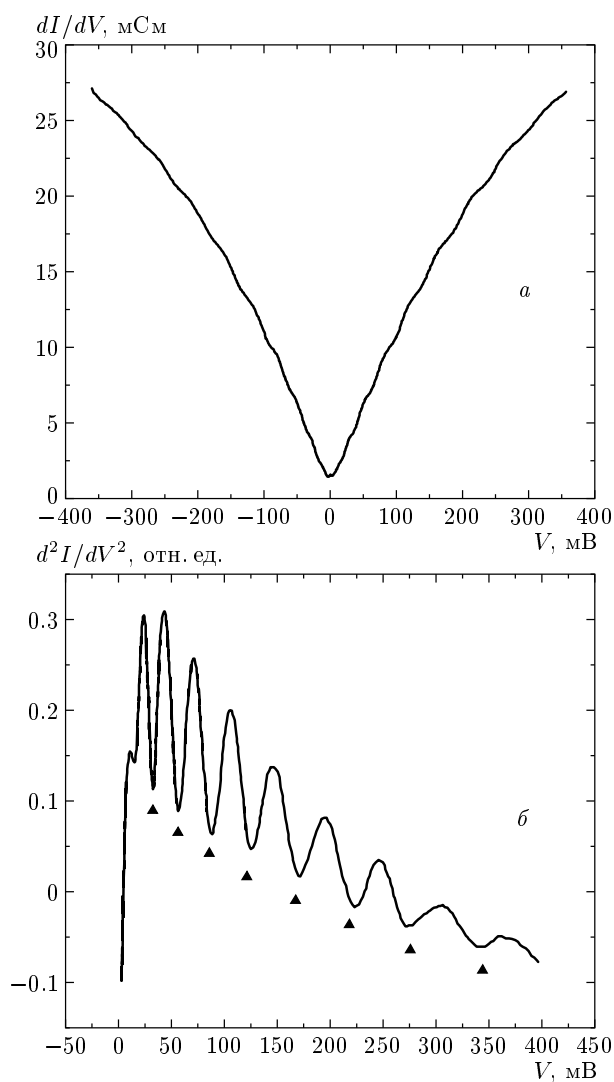


Рис. 2. *а*) Экспериментальная зависимость dI/dV от V симметричной однобарьерной гетероструктуры с толщиной барьера 3.5 нм, измеренная при $T = 4.2$ К в отсутствие магнитного поля, *б*) положительная ветвь зависимости d^2I/dV^2 от V . Треугольниками показаны расчетные значения пороговых напряжений

напряжения соответствовали туннелированию через восемь состояний квантовой ямы, начиная с третьего. Туннелирование через два нижних состояния не наблюдается из-за наличия в наших структурах в отсутствие напряжения смещения обогащенных электронными слоями по обе стороны барьера, туннелирование между которыми и определяет транспортные характеристики при малых смещениях. Подробно об этом было рассказано в нашей предыдущей работе [10]. Проведенная таким образом идентификация

не обладает строгой доказательностью из-за зависимости от использованных при моделировании технологических параметров (например, положения отражающей границы n^-/n^+) и такой характеристики туннелирования как степень сохранения k_{xy} , которые точно не известны. Подтверждение правильности результатов идентификации было получено с помощью дополнительных исследований магнитотуннелирования в симметричных структурах и туннелирования в асимметричных структурах с двухступенчатым барьером, описанию которых посвящены разд. 5 и 6 данной работы.

3. АНАЛИЗ АМПЛИТУД ВИРТУАЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ И МЕХАНИЗМЫ ОТРАЖЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Доминирующий механизм отражения электронов от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs и механизм рассеяния электронов, приведший к подавлению низкоэнергетических виртуальных резонансов, определялись нами из сравнения относительных амплитуд ($\Delta I/I$) наблюдавшихся в эксперименте резонансных особенностей с расчетными значениями, полученными следующим образом.

Из общей теории резонансного туннелирования следует, что в случае квантовой ямы, ограниченной барьерами с сильно различающимися степенями прозрачности, который применим и к нашей экспериментальной ситуации с псевдоямой [11], относительная амплитуда токового резонанса (резонансной особенности ВАХ) определяется коэффициентом отражения R наиболее прозрачного барьера [11–14]:

$$\frac{\Delta I}{I} = R^{1/2}, \quad (1)$$

роль которого в данном случае играет надбарьерное отражение на границе n^-/n^+ . Отражающий контактный слой n^+ моделировался в виде полупространства $z \geq W$, где W — длина области спейсера, со случайно расположенными примесями, средняя объемная концентрация которых составляла $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При этом полагалось, что в другом полупространстве ($z < W$) примеси отсутствуют. Амплитуда отраженной от такого слоя волны $R^{1/2}$ рассчитывалась нами в рамках борновского приближения [15, с. 189]:

$$R^{1/2} = \left| \frac{im^*}{\hbar^2 k_z} \int_W^\infty u(z) e^{-2ik_z z} dz \right|, \quad (2)$$

(m^* и k — эффективная масса и волновой вектор электрона, подлетающего к границе отражения, \hbar —

постоянная Планка) с использованием в качестве рассеивающего потенциала одномерного усредненного потенциала полупространства случайным образом расположенных примесей,

$$u(z) = \frac{2\pi e^2 N_D}{\varepsilon} (Z - W)^2, \quad (3)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость. В результате подстановок и интегрирования было получено следующее выражение для относительной амплитуды токового резонанса:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{4\pi m^* e^2 N_D}{\hbar^2 \varepsilon k^4}. \quad (4)$$

Выбор кандидатов на роль механизмов рассеяния электронов в спейсерной области проводился на основании сравнения времен жизни электронов в виртуальных состояниях с характерными временами различных процессов рассеяния. Вследствие малого времени жизни электронов в виртуальных состояниях ($\tau \leq 0.2$ пс) единственным реальным претендентом оказалось рассеяние электронов в результате взаимодействия с продольными оптическими фононами (ЛО-фононами) в GaAs с характерным временем $\tau_{LO} \approx 0.18$ пс [5, 7, 16, 17]. Аналогичный выбор был проведен и в других экспериментальных работах, в которых исследовалось туннелирование через короткоживущие состояния в квантовых ямах GaAs [5, 16]. Рассеяние на оптических фононах учитывалось нами путем введения в выражение (4) множителя $\exp(-\tau/\tau_{LO})$ по аналогии с [16]. При этом время жизни τ полагалось равным времени прохождения электроном спейсерной области, что, как показано в [5], справедливо для состояний, ограниченных с одной стороны барьером с малым коэффициентом отражения $R \ll 1$. Учет электрон-фононного рассеяния приводил нас, таким образом, к выражению

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{4\pi m^* e^2 N_D}{\varepsilon \hbar^2 k^4} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{LO}}\right), \quad (5)$$

которое и применялось для вычисления зависимости относительных амплитуд от напряжения.

Теперь, прежде чем проводить сравнение теории и эксперимента, следует отметить, что использование в расчетах одномерного усредненного потенциала (3) приводит к тому, что окончательное выражение (5) вне узкого, как будет видно из дальнейшего, энергетического диапазона влияния, учитывающего электрон-фононное рассеяние экспоненциального множителя, описывает верхнюю границу относительной амплитуды виртуальных резонансов, поскольку игнорирует возможные флуктуации отражающего потенциала в плоскости xu и наличие переходного слоя с переменной концентрацией примесей,

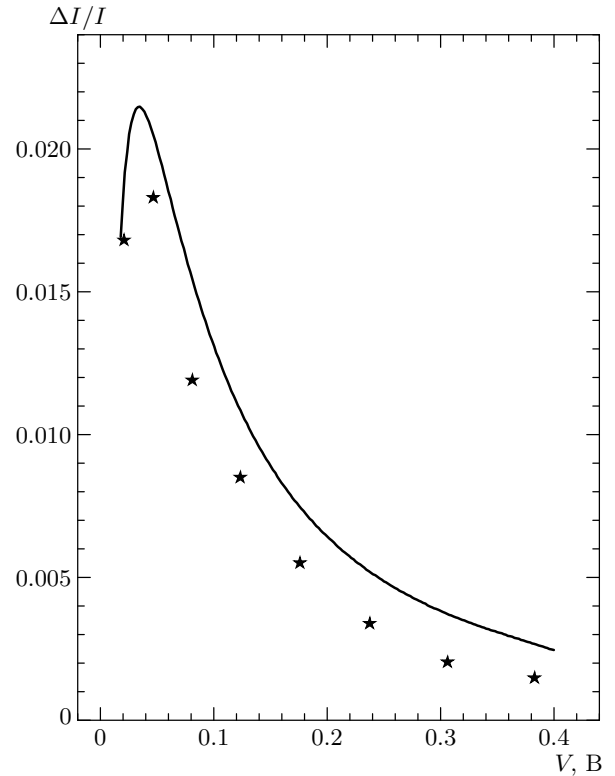


Рис. 3. Экспериментальные (звездочки) и расчетные (линия) значения относительных амплитуд первых восьми виртуальных резонансов. Подробности расчета описаны в тексте

которые могут приводить к рассеянию электронов и обусловленному этим размытию резонансов. Таким образом, принимая во внимание, что $\Delta I/I$ является мерой участия рассеяния в процессах резонансного туннелирования [5, 7, 18], можно заключить, что сравнение построенной в соответствии с (5) зависимости $\Delta I/I$ от V с экспериментальными значениями относительных амплитуд резонансов позволит определить степень интегрального влияния рассеяния электронов в области отражающей границы на процесс отражения от реальной границы n^-/n^+ . Добавим, для ясности, что, хотя $\Delta I/I$ и не является точной количественной мерой влияния рассеяния на туннельный транспорт (мерой когерентности), теоретически, в рамках формализма Брейта – Вигнера, например, было продемонстрировано, что достижение равенства уширений, обусловленных рассеянием Γ_s и временем жизни состояния Γ_i , соответствующего границе между когерентным и преимущественно некогерентным транспортом, сопровождается более чем двукратным уменьшением величины $\Delta I/I$ [7, с. 46]).

Расчетная зависимость $\Delta I/I$ от V и усредненные значения относительных амплитуд семи экспериментальных образцов представлены на рис. 3. Отклонения экспериментальных значений от средних не превышают 5%. Как видно на рисунке, подавление амплитуд двух первых (преимущественного первого, соответствующего $\tau \leq \tau_{LO}$) экспериментальных резонансов удовлетворительно описывается расчетной кривой, поведение которой в данном энергетическом интервале, где $\tau \leq \tau_{LO}$, в значительной мере определяется экспоненциальным множителем, учитывающим влияние электрон-фононного рассеяния. Подобное подавление низкоэнергетических резонансов вследствие электрон-фононного рассеяния наблюдалось ранее при исследовании туннелирования в GaAs/AlAs резонансно-туннельном диоде с широкими квантовыми ямами [16]. Там же сообщалось о росте амплитуд «подавленных» резонансов в параллельном току магнитном поле $B \parallel I$, который объяснялся (на основании численных расчетов) уменьшением темпа рассеяния \hbar/τ_B вследствие ограничения числа конечных состояний, на которые электроны могут рассеяться. Нами также было обнаружено увеличение амплитуд двух первых (преимущественно первого) экспериментальных резонансов в $B \parallel I$ (рисунок здесь не приводится), что является дополнительным подтверждением правильности предположения об электрон-фононном рассеянии как причине подавления низкоэнергетических резонансов.

Далее, на рис. 3 видно, что отличие относительных амплитуд следующих четырех резонансов от расчетных значений не превышает 25% и увеличивается с напряжением. При этом данные резонансы уже находятся в интервале энергий, где $\tau \ll \tau_{LO}$ и учитывающий рассеяние экспоненциальный множитель не оказывает заметного влияния на расчетную зависимость $\Delta I/I$ от V . Поэтому, принимая во внимание все сказанное выше о подходах к сравнению теории и эксперимента, позволительно заключить, что наблюдаемый нами масштаб различия теоретических и экспериментальных амплитуд резонансов свидетельствует о преимущественно безрассеивательном (когерентном) характере отражения электронов от границы сильнолегированной области n^+ или, более, детально, о том, что электроны отражаются от этой границы преимущественно как от усредненного одномерного потенциала полупространства случайно расположенных примесей, не испытывая существенного рассеяния на неоднородностях отражающего потенциала в плоскости xy и в переходном слое с переменной концентрацией доноров.

Отметим, наконец, что более значительное (порядка 50%) отличие от расчетных значений амплитуд двух высокоэнергетических резонансов может быть обусловлено как большим подавлением экспериментальных резонансов вследствие возрастания с уменьшением длины волны электронов участия рассеяния на уже упоминавшихся флуктуациях отражающего потенциала и переходном слое в процессе отражения, так и завышенностью расчетных значений из-за некорректности использования усредненного потенциала примесей в данном интервале энергий, когда длина волны электрона становится меньше среднего расстояния между примесями ($\lambda < N_D^{-1/3}$). Снятие данной неопределенности требует, по меньшей мере, проведения расчетов с использованием более сложных модельных потенциалов, учитывающих микроскопическую структуру отражающей границы, что, однако, выходит за рамки рассматриваемых здесь задач и не отражается на сделанных нами выводах.

4. МАГНИТОТУННЕЛИРОВАНИЕ В СИММЕТРИЧНЫХ GaAs/AlAs/GaAs-ОБРАЗЦАХ В ПОПЕРЕЧНОМ ТОКУ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Последовательность зависимостей $d^2 I/dV^2$ от V симметричного образца с барьером шириной 3.5 нм, измеренных при температуре 4.2 К в поперечном току магнитном поле ($B \perp I$) до 7 Тл, представлена на рис. 4. Как видно на рисунке, увеличение магнитного поля поначалу приводит к смещению осцилляционной структуры в сторону больших напряжений и ее ослаблению, вплоть до полного подавления при $B \approx 2.5$ Тл. Такое поведение резонансной структуры может быть объяснено изменением условий резонансов для туннелирования между двумерными состояниями с сохранением k_{xy} в магнитном поле [19]. Изменение резонансных условий $\Delta E = (eBd)^2/2m^*$ является следствием изменения поперечной компоненты волнового вектора туннелирующего электрона под влиянием силы Лоренца на величину $\Delta k = eBd/\hbar$, где d — длина туннелирования, которая в первом приближении полагается равной расстоянию между центрами квантовых ям, двумерные состояния которых принимают участие в рассматриваемом туннельном процессе. Рассчитанная в соответствии со сказанным выше скорость движения резонансной структуры в магнитном поле $\Delta V/\Delta B$ в предположении, что $d \approx 40$ нм, составила 6 мВ/Тл и хорошо согласуется с наблюдаемой в эксперименте. После достижения магнитным полем ве-

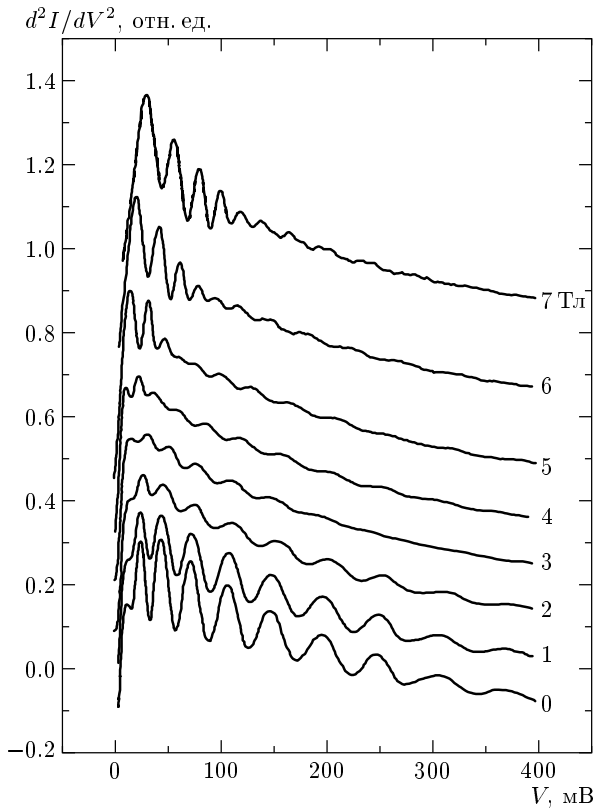


Рис. 4. Экспериментальные зависимости dI^2/dV^2 от V однобарьерной структуры с барьером величиной 3.5 нм в интервале значений перпендикулярного тока магнитного поля от 0 до 7 Тл

личины $B \approx 3$ Тл на (d^2I/dV^2-V) -характеристиках начинает проявляться новая осцилляционная структура, в которой затем, при $B = 7$ Тл, выделяются две компоненты — сильная «низкоэнергетическая» (до значения $V \approx 120$ мВ) и слабая «высокоэнергетическая» (после значения $V \approx 120$ мВ) осцилляционные структуры. Аналогичная эволюция резонансной структуры с $B \perp I$, включая низкополевое смещение и подавление исходных (при $B = 0$) резонансов, связанное с изменением резонансных условий для туннелирования между двумерными состояниями из-за силы Лоренца, и появление новой резонансной структуры при дальнейшем росте магнитного поля, наблюдалась раньше при исследовании туннелирования в двухбарьерных структурах с широкими квантовыми ямами [8]. При этом появление новой резонансной структуры связывалось с резонансным туннелированием через гибридные магнитоэлектрические состояния в квантовой яме, квазиклассическими аналогами одного из типов которых (соответствующих низкоэнергетическим ре-

зонансам) являются скачущие вдоль внутриямной границы эмиттерного барьера электронные орбиты. Здесь, однако, мы не будем останавливаться на классификации магнитоэлектрических резонансов.

Таким образом, исследованная нами модификация осцилляционной структуры (d^2I/dV^2-V) -характеристик с $B \perp I$ и ее аналогия с наблюдавшейся при магнитотуннелировании через двумерные состояния широких квантовых ям дают нам подтверждение как справедливости использования в процессе идентификации особенностей осцилляционной структуры при $B = 0$ резонансных условий для туннелирования между состояниями двумерных подзон с сохранением k_{xy} , так и результатов идентификации этих особенностей как проявления резонансного туннелирования через виртуальные двумерные состояния в квантовой псевдояме.

5. ТУННЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В АСИММЕТРИЧНЫХ СТРУКТУРАХ С ДВУХСТУПЕНЧАТЫМ БАРЬЕРОМ

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования транспорта электронов через асимметричную гетероструктуру GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs с двухступенчатым барьером и спейсерами (см. рис. 5), в результате которых были зарегистрированы особенности транспортных характеристик, обусловленные резонансным туннелированием через виртуальные состояния (\mathcal{E}_{iL} и \mathcal{E}_{iR} на рис. 5) в двух квантовых псевдоямах различной ширины, одна из которых ограничена верхней ступенью барьера и отражением на границе n^+ -GaAs/ n^- -GaAs, а другая — верхней ступенью барьера и отражением на гетерогранице Al_{0.03}Ga_{0.97}As/ n^- -GaAs. Кроме того, было обнаружено резонансное туннелирование через состояния нижней подзоны в индуцированной треугольной квантовой яме (на рис. 5 дно подзоны обозначено \mathcal{E}_0), которое детально здесь описываться не будет. Как и в симметричных образцах, туннелирование через резонансные состояния происходило из двумерных состояний аккумуляционных слоев, формировавшихся при противоположных напряжениях по разные стороны двухступенчатого барьера. Отметим, что использование в данных структурах барьерного слоя Al_{0.4}Ga_{0.6}As позволило исключить влияние X-долины на электронный транспорт.

Использовавшиеся здесь образцы были изготовлены на основе гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированной подложке n^+ -GaAs и имевших следующую последовательность слоев: $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³

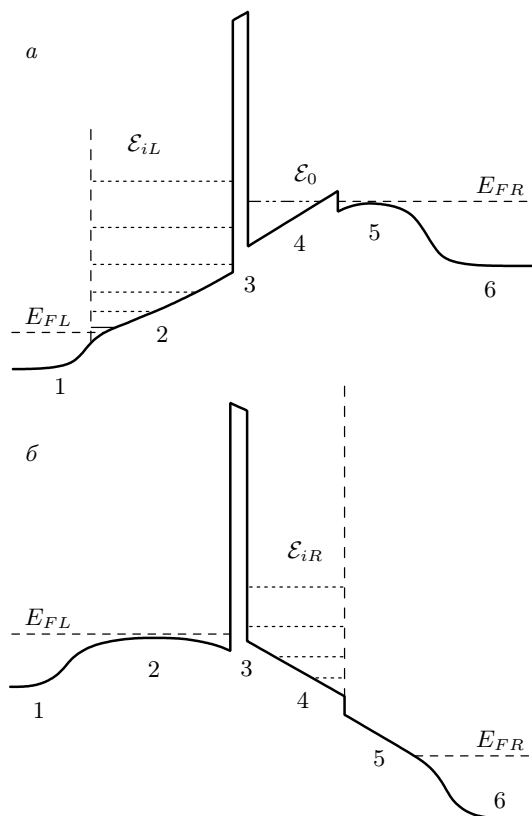


Рис. 5. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры со ступенчатым барьером *а)* при отрицательном смещении; *б)* при положительном смещении; E_F — уровни Ферми в 3D-контактах; E_0 — уровень размерного квантования в индуцированной электрическим полем треугольной яме; E_{iR} и E_{iL} — уровни размерного квантования в псевдоямках. Цифрами 1–6 обозначены различные слои структуры, описание которых приведено в тексте

n^+ -GaAs-буфер толщиной 0.5 мкм (область 1 на рис. 5); $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ n^- -GaAs-спейсер толщиной 50 нм; нелегированный GaAs-спейсер толщиной 10 нм (вместе с предыдущим слоем составляют область 2 на рис. 5); нелегированный барьерный слой $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 5 нм (область 3 на рис. 5); нелегированный барьерный слой $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}$ толщиной 30 нм (область 4 на рис. 5); $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ n^- -GaAs-спейсер толщиной 30 нм (область 5 на рис. 5); $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ n^+ -GaAs-контактный слой толщиной 0.2 мкм (область 6 на рис. 5). В качестве легирующей примеси использовался кремний. Методика приготовления образцов не отличалась от описанной в разд. 2.

Рисунок 6 представляет осциллирующую компоненту экспериментальной (d^2V/dI^2-V) -характерис-

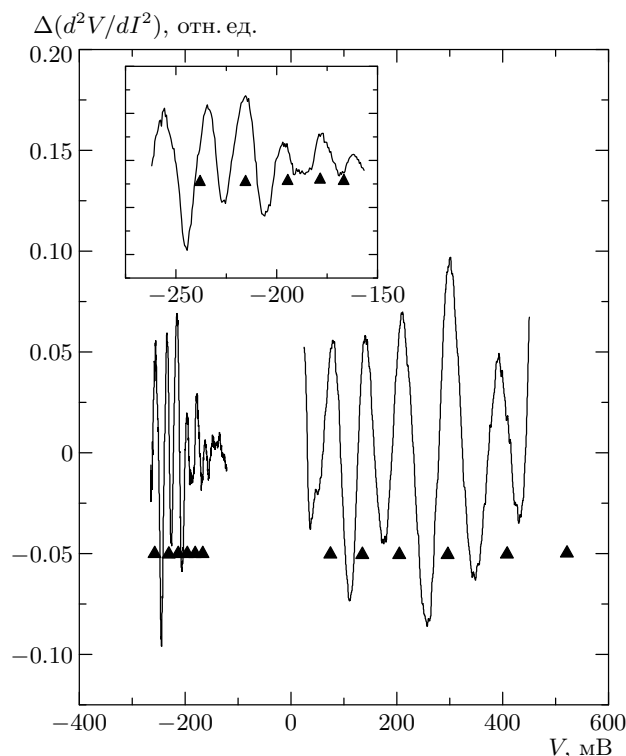


Рис. 6. Зависимость второй производной тока по напряжению dV^2/dI^2 за вычетом монотонной составляющей от напряжения смещения V . Треугольниками показаны результаты расчета положений порогов туннелирования. На вставке показаны резонансы при отрицательном смещении

тики асимметричного образца в отсутствие магнитного поля при $T = 4.2 \text{ К}$. Вычитание крупномасштабных составляющих характеристики, обусловленных значительной нулевой аномалией и резонансной особенностью из-за туннелирования через состояния двумерной подзоны в треугольной квантовой яме, которые здесь не обсуждаются, проведено с целью наглядности сравнения осцилляционных структур при противоположных напряжениях. Наблюдаемые осцилляционные структуры вызваны резонансным туннелированием электронов через виртуальные состояния в квантовых псевдоямках различной ширины (60 и 30 нм, как видно на рис. 5), о чем явно свидетельствует существенное различие «частот» экспериментальных осцилляций (величин ступеней лестниц резонансов) на отрицательной и положительной ветвях характеристики. Предполагаемые значения резонансных напряжений, рассчитанные как описано в разд. 3, представлены на рис. 6 треугольниками и демонстрируют удовлетворительное совпадение с экспериментом.

Следует отметить отсутствие в области отрицательных напряжений смещения резонансов, соответствующих интерференционным состояниям вследствие отражения от перехода n^-/n^+ . Это может быть связано с уменьшением вероятности конструктивной интерференции электронов из-за присутствия на их пути в данном случае дополнительной рассеивающей границы $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}/n^-$ -GaAs.

Величины относительных амплитуд резонансов $\Delta I/I$ при обоих напряжениях смещения не превышали 1 %, что несколько меньше наблюдавшихся в симметричных структурах. Анализ зависимостей $\Delta I/I$ от V асимметричных структур был существенно осложнен наличием нижней ступени барьера, приводящей к значительной и плохо поддающейся описанию зависимости прозрачности интегрального барьера от напряжения, и не принес сколько-либо полезных результатов.

В заключение добавим, что поведение осцилляционной структуры в магнитном поле $B \perp I$ было аналогично наблюдавшемуся в симметричных образцах, что и подтвердило дополнительно предположение о двумерной природе состояний, через которые происходит туннелирование.

Таким образом, исследование транспорта электронов в асимметричных структурах с двухступенчатым барьером позволило нам обнаружить осциллирующие компоненты транспортных характеристик с сильно различающимися «частотами», обусловленные резонансным туннелированием электронов через квантовые псевдоямы разной ширины, продемонстрировав этим наличие зависимости высоты ступеней лестницы виртуальных состояний от ширины ограничивающей их квантовой псевдоямы. Тем самым окончательно устранена некоторая неоднозначность результатов идентификации резонансной структуры транспортных характеристик симметричных образцов.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в результате исследований, описанных в данной работе, нами обнаружено преимущественно когерентное отражение электронов от границы n^- -GaAs/ n^+ -GaAs, приводившее к формированию интерференционных электронных состояний в слабелегированных спейсерных областях гетероструктур. Резонансное туннелирование через такие состояния проявлялось в виде осциллирующей компоненты транспортных характеристик вплоть до $T \approx 150$ К.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Е. Вдовин, Ю. В. Дубровский, И. А. Ларкин, Ю. Н. Ханин, Т. Андерссон, Письма в ЖЭТФ **61**, 566 (1995).
2. T. W. Hickmott, Phys. Rev. B **40**, 11683 (1989).
3. R. C. Potter and A. A. Lakhani, Appl. Phys. Lett. **52**, 1349 (1988).
4. M. V. Weckworth, J. P. A. van der Wagt, and J. S. Harris, J. Vac. Sci. Technol. B **12**, 1303 (1994).
5. A. J. North, E. H. Linfield, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, J. H. Burroughes, C. L. Foden, and M. Pepper, Phys. Rev. B **57**, 1847 (1998).
6. Y. Konishi, S. T. Allen, M. Reddy, and M. J. W. Rodwell, Sol. St. Electron. **36**, 1673 (1993).
7. Hiroshi Mizuta and Tomonori Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge Univ. Press, New York (1995).
8. M. Helm, F. M. Peeters, P. England, J. R. Hayes, and E. Colas, Phys. Rev. B **39**, 3427 (1989).
9. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, I. A. Larkin, S. V. Morozov, T. G. Andersson, and J. R. Soderstrom, Phys. Rev. B **50**, 4897 (1994).
10. Ю. Н. Ханин, Ю. В. Дубровский, Е. Е. Вдовин, Физика и техника полупроводников **37**, 717 (2003).
11. V. I. Fal'ko and S. V. Meshkov, Semicond. Sci. Technol. **6**, 196 (1991).
12. John H. Davies, *The Physics of Low-dimensional Semiconductors*, Cambridge Univ. Press (1998).
13. M. Buttiker, IBM J. Res. Dev. **32**, 63 (1988).
14. B. Ricco and M. Ya. Azbel, Phys. Rev. B **29**, 1970 (1984).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Физматгиз, Москва (1963).
16. A. F. J. Levi, R. J. Span, and J. H. English, Phys. Rev. B **36**, 9402 (1987).
17. R. Ferreira and G. Bastard, Phys. Rev. B **40**, 1074 (1989).
18. M. Buttiker, in *Resonant Tunnelling in Semiconductors*, ed. by L. L. Chang et al., Plenum Press, New York (1991).
19. J. M. Smith, P. C. Klipstein, R. Grey, and G. Hill, Phys. Rev. B **58**, 4708 (1998).