

Российская Академия Наук
Институт проблем технологии микроэлектроники
и особочистых материалов

На правах рукописи

ХАНИН Юрий Николаевич

**РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ОДНОБАРЬЕРНЫХ GaAs/AlAs/GaAs
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ.**

Специальность 05.27.01 – твердотельная электроника,
радиоэлектронные компоненты, микро- и нанoeлектроника,
приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Дубровский Ю.В.

Черноголовка - 2002

СОДЕРЖАНИЕ

Общее введение к диссертации	3
1. Резонансное туннелирование электронов через виртуальные интерференционные состояния, формирующиеся вследствие отражения от границы сильнолегированной области GaAs (границы N^- -GaAs/ N^+ -GaAs).	12
1.1. Введение	12
1.2. Описание экспериментальных образцов и методов измерений	15
1.3. Транспортные характеристики симметричных GaAs/AlAs/GaAs образцов и идентификация наблюдавшейся резонансной структуры	18
1.4. Анализ амплитуд виртуальных резонансов и механизмы отражения и рассеяния электронов	21
1.5. Магнитотуннелирование в симметричных GaAs/AlAs/GaAs образцах в поперечном току магнитном поле	26
1.6. Туннельные резонансы в асимметричных структурах с двухступенчатым барьером	29
1.7. Заключение	33
2. Резонансное Г-Х туннелирование в однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах	34
2.1. Введение	34
2.2. Резонансное туннелирование электронов через квазиограниченные и донорные X состояния в AlAs барьере и определение энергий связи донорных состояний, относящихся к X_z и X_{xy} долинам	41
2.3. Тонкая структура донорных резонансов как проявление туннельных переходов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs барьера	52
3. Нулевые аномалии транспортных характеристик однобарьерных гетероструктур как проявление резонансного туннелирования между параллельными ДЭГ-ми и подавление резонансного туннелирования в магнитном поле как проявление кулоновской щели в плотности состояний	65
3.1. Введение	65
3.2. Магнитоосцилляции проводимости в однобарьерных гетероструктурах и особенности транспорта электронов через эти структуры в области малых напряжений	69
3.3. Кулоновская щель при туннелировании между низкоподвижными параллельными ДЭГ-ми в однобарьерных гетероструктурах с δ -легированием	77
Заключение	84

ОБЩЕЕ ВВЕДЕНИЕ К ДИССЕРТАЦИИ.

Происшедшее за два последние десятилетия развитие технологии выращивания гетероструктур (преимущественно метода молекулярно-лучевой эпитаксии) и значительный прогресс в технологии изготовления микроструктур, стимулированные естественной тенденцией электроники к миниатюризации, позволили получать высококачественные тонкослойные полупроводниковые гетероструктуры и приборы малых (субмикронных) размеров на их основе, в которых, вследствие сравнимости толщины гетерослоев или латеральных размеров приборов с длинами волн носителей заряда, значительную роль играют квантовомеханические эффекты, такие как, например, обусловленная пространственным ограничением движения носителей модификация их энергетического спектра, туннелирование и резонансное туннелирование носителей. Это привело, в свою очередь, к возможности интенсивных исследований квантового транспорта в гетероструктурах и появлению новой области в физике полупроводниковых приборов – наноэлектроники. Наиболее важными в этом отношении с технологической точки зрения являются гетероструктуры, состоящие из последовательности слоев GaAs и AlGaAs или GaAs/AlGaAs гетероструктуры.

Особое внимание к обнаружению и исследованиям резонансно-туннельных составляющих транспорта носителей заряда (каналов резонансного туннелирования) в GaAs/AlGaAs гетероструктурах обусловлено, в первую очередь, существенным, а часто и доминирующим, вкладом таких каналов в суммарный транспорт и возможностью практического использования явления резонансного туннелирования в качестве принципиальной основы функционирования перспективных электронных и оптоэлектронных приборов сверхвысокочастотного диапазона.

Суть эффекта резонансного туннелирования и его проявление в транспорте обычно качественно иллюстрируются на примере рассмотрения транспорта электронов в простейшей двухбарьерной GaAs/AlAs резонансно-туннельной структуре, состоящей из нелегированной GaAs квантовой ямы, заключенной между нелегированными AlAs барьерами, и сильнолегированных эмиттерной и коллекторной контактных областей, схематический профиль дна зоны проводимости которой вдоль направления роста изображен на рис.1. Разрешенные электронные

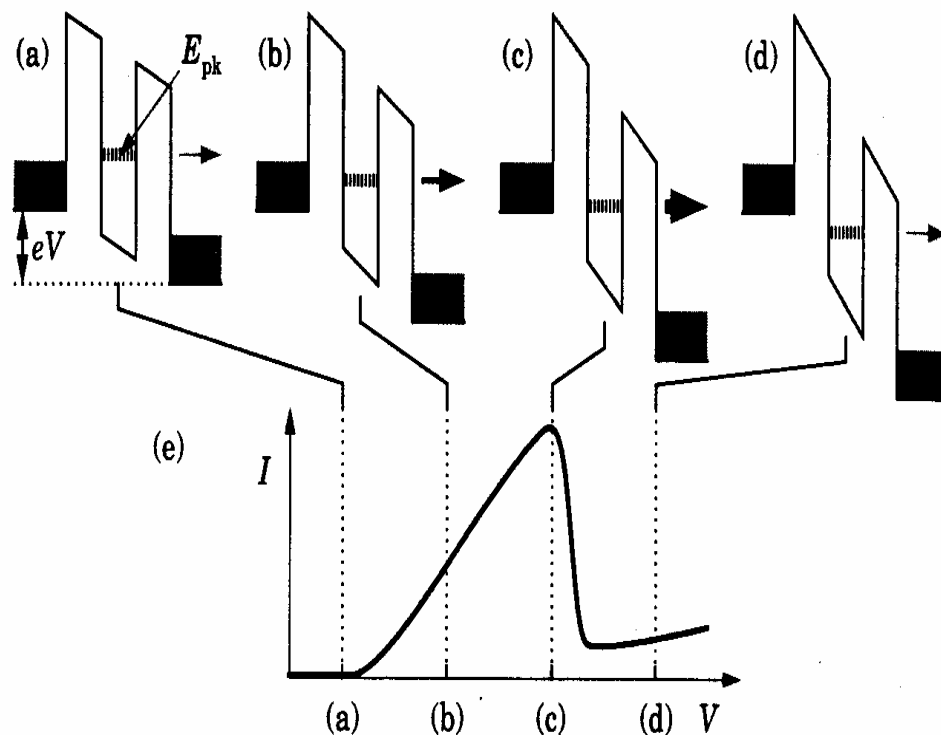


Рис. 1. Схематические профили потенциала резонансно-туннельного диода при различных характерных напряжениях и его вольт-амперная характеристика в соответствующем интервале напряжений.

состояния в яме представляют собой двумерные подзоны, дно каждой из которых соответствует энергии одного из собственных состояний квантовой ямы (E_{pk} на рис.1 – энергия основного состояния), а электроны в контактных областях заполняют непрерывный спектр трехмерных состояний от дна зоны проводимости E_c до уровня Ферми E_F , образуя трехмерный электронный газ, изображенный на рис.1 в виде затемненных областей. Приложение внешнего напряжения к структуре приведет к понижению энергий состояний в яме относительно энергий электронов в эмиттерном контакте. Рис.1 демонстрирует энергетические диаграммы двухбарьерной структуры при четырех характерных напряжениях и ее схематическую вольт-амперную характеристику в соответствующем интервале напряжений. В области малых напряжений, когда дно нижней двумерной подзоны в яме (уровень энергии основного состояния) E_{pk} находится выше уровня Ферми E_F эмиттерного контакта, вероятность туннелирования электронов через двухбарьерную структуру, а, следовательно, и ток относительно малы, так как определяются произведением прозрачностей отдельных барьеров $T_L T_R$, каждая из которых обычно значительно меньше единицы. Рост тока с напряжением обусловлен увеличением прозрачностей T_L и T_R . Напряжение, при котором дно нижней подзоны E_{pk} находится вблизи уровня Ферми E_F эмиттера (рис.1(a)), соответствует порогу резонансного туннелирования, начиная с которого электроны из эмиттера получают возможность для резонансно-туннельных переходов через состояния двумерной подзоны E_{pk} , поскольку часть из них обладает продольной составляющей энергии $E_z = E_{pk}$. С этого момента ток через структуру резко возрастает, так как определяется преимущественно резонансным туннелированием электронов, в условиях которого вероятность туннелирования через структуру описывается отношением меньшей из двух прозрачностей к большей (T_L/T_R или T_R/T_L) и значительно превышает дорезонансное значение. Вероятность туннелирования через структуру в условиях резонанса может приближаться к единице в случае близости значений прозрачностей T_L и T_R . Увеличение приложенного напряжения приведет к дальнейшему росту тока (рис.1(b)), в основном вследствие увеличения числа электронов в эмиттере, способных к резонансному туннелированию через состояния в яме с сохранением продольной энергии E_z и поперечных компонент волнового вектора k_x и k_y , вплоть до напряжения, соответствующего совпадению дна двумерной подзоны E_{pk} с дном зоны проводимости E_c в эмиттере (рис.1(c)), после

которого электроны уже не имеют возможности для резонансного туннелирования с сохранением E_z , k_x и k_y , и коэффициент прохождения резко уменьшается до нерезонансного значения, вызывая соответствующее уменьшение туннельного тока. Дальнейший рост тока (рис.1(d)) обусловлен увеличением прозрачностей T_L и T_R с напряжением, как и в дорезонансной области. В результате, вследствие вклада резонансного туннелирования, вольт-амперная характеристика двухбарьерной GaAs/AlAs гетероструктуры обладает областью отрицательного дифференциального сопротивления, важной с точки зрения практических приложений.

Наиболее всестороннее описание экспериментальных исследований резонансного туннелирования в гетероструктурах и соответствующих теоретических представлений можно найти, например, в книгах [1,2], мы же в данном тексте коснемся лишь отдельных аспектов этой обширной темы, непосредственно необходимых для обсуждения полученных нами экспериментальных результатов, изложению которых будут посвящены введения к последующим главам.

Возвращаясь к обоснованию актуальности темы данной диссертации, следует сказать, что второй причиной, побуждающей интерес к исследованиям резонансного туннелирования в гетероструктурах, является возможность получения новой информации о различных фундаментальных механизмах резонансно-туннельных переходов и свойствах материалов гетероструктур. Так, например, недавнее обнаружение и исследования каналов резонансного туннелирования через электронные состояния, принадлежащие X долинам зоны проводимости AlAs, в GaAs/AlAs гетероструктурах не только продемонстрировали существенную роль таких каналов в транспорте, но и дали новые сведения о механизмах ранее не исследовавшихся экспериментально туннельных переходов между электронными состояниями, принадлежащими различным (Γ и X) долинам зоны проводимости, то есть о механизмах туннельных междолинных Γ - X переходов [3-6]. Вдобавок, эти эксперименты позволили получить новые сведения о параметрах зонной структуры ранее мало изученного AlAs.

Наконец, внимание к исследованию резонансного туннелирования в гетероструктурах связано с использованием этого явления как основы метода резонансно-туннельной спектроскопии, позволяющего изучать свойства и параметры различных физических объектов и систем, между которыми происходят туннельные переходы. Последними наиболее интересными результатами

использования метода резонансно-туннельной спектроскопии являются исследование особенностей плотности состояний под уровнем Ферми двумерного электронного газа [7] и изучение пространственного распределения плотности вероятности волновых функций электронных состояний самоорганизованных квантовых точек [8,9].

Несмотря на широкомасштабные исследования резонансно-туннельных эффектов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах, влияние на транспорт электронов таких неизменных атрибутов реальных структур, как границы с сильнолегированными областями GaAs и донорные примеси в барьерном слое AlAs, являющихся вероятными причинами формирования каналов резонансного туннелирования, до настоящего времени практически не изучалось.

Цель данной работы состояла в исследовании туннельного транспорта через наиболее простые однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры, являющиеся составляющей («элементарной ячейкой») всех практически важных гетероструктур, на предмет обнаружения и изучения каналов резонансного туннелирования, связанных с наличием в реальных гетероструктурах границ с сильнолегированными областями GaAs и донорных примесей в барьерном слое AlAs.

В первой главе будут представлены результаты исследования транспорта электронов в симметричных и асимметричных однобарьерных GaAs/AlGaAs гетероструктурах со спейсерами (слаболегированными околобарьерными слоями), касающиеся обнаружения и изучения резонансного туннелирования через виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структуры в результате надбарьерного отражения электронов от 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 в этой главе 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 псевдояме).

В результате проведенных исследований нами была 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.

Проведенный анализ зависимости амплитуд наблюдавшихся резонансных особенностей транспортных характеристик (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 (псевдоямы). 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 (x,y) , которые, аналогично шероховатостям и неоднородностям гетероинтерфейсов в традиционных РТД, могут приводить к рассеянию электронов и обусловленному этим процессом размытию (подавлению и уширению) туннельных резонансов (стр.44 и 52 в [1]). 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.

Исследования транспорта электронов в асимметричных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двухступенчатым барьером и спейсерами продемонстрировали зависимость «частоты» наблюдавшейся в транспортных характеристиках лестницы резонансов от ширины квантовой псевдоямы.

Вторая глава посвящена изучению транспорта электронов через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры, обусловленного процессами резонансного туннелирования между двумерными состояниями, принадлежащими Γ долине зоны проводимости GaAs, и различными (двумерными квазиограниченными и нульмерными донорными) состояниями, принадлежащими нижним X долинам зоны проводимости AlAs.

Было обнаружено резонансное туннелирование электронов как через различные двумерные квазиограниченные состояния, относящиеся к X_z и X_{xy} долинам AlAs (X_z и X_{xy} состояния), так и через связанные с ними состояния Si доноров X_z^D и X_{xy}^D , что позволило непосредственно из результатов идентификации резонансных особенностей транспортных характеристик определить энергии связи X_z^D и X_{xy}^D донорных состояний $E_B(X_z^D) \approx 50$ мэВ и $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$ мэВ, соответственно.

Показано, что энергетическое положение X_z^D и X_{xy}^D состояний определяется преимущественно двумя факторами. Во-первых, пространственным ограничением в слое AlAs (шириной X квантовой ямы), влияющим как на энергии X_z и X_{xy} состояний (энергии минимумов X_z и X_{xy} подзон), так и на величины энергий связи донорных X_z^D и X_{xy}^D состояний. Во-вторых, двухосным напряжением в слое AlAs вследствие несовпадения постоянных решетки AlAs и GaAs, вызывающим расщепление X_z и X_{xy} долин. Полученная нами из процедуры идентификации величина такого расщепления составила ≈ 23 мэВ.

Анализ структуры экспериментальных резонансов, соответствующих магнитотуннелированию между Γ и X уровнями Ландау, позволил нам определить значение поперечной эффективной массы (m_t) в X долинах AlAs $m_t = (0.2 \pm 0.02)m_0$.

Обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера» (в направлении роста) и обладающих, вследствие этого, различными энергиями связи. Показано, что энергия связи и, соответственно, характерные размеры волновой функции донорных X^D состояний в AlAs барьере обладают существенными зависимостями, как от магнитного поля, так и от положения донора в направлении роста. Характер последней из этих зависимостей и позволил нам экспериментально разрешить резонансные особенности, обусловленные туннельными переходами электронов через состояния доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs. Продемонстрирована, таким образом, возможность определения различия энергий связи доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs «барьера», с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

В третьей главе представлены результаты исследования магнитоосцилляций проводимости в параллельном току магнитном поле ($B \parallel I$) в однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах со спейсерами, обладавших различными толщинами барьеров, позволившие показать, что причиной нулевых аномалий транспортных характеристик этих структур является резонансное туннелирование между параллельными двумерными электронными газами (ДЭГ-ми) в обогащенных слоях, образовавшихся по обе стороны барьера из-за наличия в барьере донорных примесей Si.

Кроме того, в подтверждение данной интерпретации, будут представлены результаты исследования транспорта через однобарьерные GaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры с преднамеренно, с помощью δ - легирования прибарьерных областей Si донорами, созданными по обе стороны барьера ДЭГ-ами, продемонстрировавшие аналогичные предыдущим структурам без δ - легирования транспортные характеристики.

Наконец, будут представлены результаты исследований транспорта как через гетероструктуры с δ - легированием так и без него в $B \parallel I$, продемонстрировавшие в сильных B , когда в каждом из ДЭГ-ов по обе стороны барьера заполнен только один уровень Ландау, подавление резонансного туннелирования в узких интервалах вблизи нулевого напряжения (туннельную щель), обусловленное влиянием на процесс туннелирования корреляционного кулоновского взаимодействия электронов в ДЭГ-ах (часто говорят, кулоновским барьером для туннелирования между параллельными ДЭГ-ми или кулоновской щелью на уровне Ферми в туннельной плотности состояний). Этот эксперимент впервые обнаружил проявление кулоновской щели при туннелировании между параллельными ДЭГ-ами с относительно низкими подвижностями (в которых влияние беспорядка, или случайных флуктуаций потенциала, на механизм формирования туннельной щели может оказаться заметным) и дал дополнительное независимое подтверждение интерпретации нулевой аномалии характеристик образцов без δ - легирования. Вдобавок, продемонстрирована аналогичность полученных нами магнитолевых и температурных зависимостей основного энергетического параметра туннельной щели («ширины» щели или энергетического зазора) с наблюдавшимися в экспериментах, в которых изучалось туннелирование между параллельными ДЭГ-ми

с высокими подвижностями, где влияние беспорядка традиционно полагается пренебрежимо малым.

В заключении перечислены основные результаты, выносимые на защиту, и представлен список работ, опубликованных по материалам диссертации.

Глава I

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВИРТУАЛЬНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ФОРМИРУЮЩИЕСЯ ВСЛЕДСТВИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОЙ ОБЛАСТИ GaAs (ГРАНИЦЫ N^- - GaAs/ N^+ - GaAs).

1.1. Введение

В данной главе будут представлены результаты исследования транспорта электронов в симметричных и асимметричных однобарьерных GaAs/AlAs гетероструктурах со спейсерами (слаболегированными околосбарьерными слоями), касающиеся обнаружения и изучения резонансного туннелирования через виртуальные состояния, формирующиеся в спейсерной области структуры в результате надбарьерного отражения электронов от 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 псевдояме).

Существует несколько экспериментальных работ, в которых сообщалось об обнаружении в транспортных характеристиках гетероструктур проявления виртуальных состояний, ограниченных надбарьерным отражением от резких (ступенчатых) разрывов потенциала большой величины ($1 \div 10$ эВ) на гетерограницах [10,11] и границах полупроводник – металл [12,13]. В последней из процитированных работ, где исследовалось туннелирование электронов в GaAs/AlAs резонансно-туннельном диоде (РТД) 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 РТД в интервале 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 РТД, 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 [14], где исследовались РТД, отличавшиеся от [12] лишь способом получения слоя Al из коллектора. В первом случае [12], он выращивался непосредственно в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, во втором [14], - в последующем за ростом гетероструктуры процессе. Отсутствие виртуальных резонансов в [14], 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 процесса отражения электронов от границ раздела подобного рода, представляющих собой непреходящий атрибут большого количества разнообразных гетероструктур.

Наиболее важные, из полученных нами, результаты, относящиеся к затронутой выше проблематике и составляющие основу содержания данной главы, 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 произведена на основании сравнения с расчетными значениями резонансных напряжений, соответствующим поочередному открыванию каналов резонансного туннелирования через состояния модельной квантовой ямы и, следовательно, указывающими положение на транспортных характеристиках отвечающих этим процессам резонансных особенностей.

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 (псевдоямы). 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 (x,y) , которые, аналогично шероховатостям и неоднородностям гетероинтерфейсов в традиционных РТД, могут приводить к рассеянию электронов и обусловленному этим процессом размытию (подавлению и уширению) туннельных резонансов (стр.44 и 55 в [1]). 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 Т. Анализ эволюции резонансной структуры с магнитным полем показал полную аналогию с наблюдавшимся в экспериментах по туннелированию электронов через состояния в широких квантовых ямах традиционных двухбарьерных $GaAs/AlAs$ резонансно-туннельных гетероструктур [15] 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 GaAs/AlAs гетероструктурах 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 псевдоямках разной ширины). Таким образом, экспериментально продемонстрирована зависимость «частоты» наблюдавшейся экспериментальной структуры резонансных особенностей (лестницы резонансов) от ширины квантовой псевдоямки, 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, описав лишь, прежде, использовавшиеся в наших экспериментах образцы и методы измерений.

1.2. Описание экспериментальных образцов и методов измерений

Исследовавшиеся нами образцы представляли собой однобарьерные гетеродиоды двух типов, изготовленные на основе симметричных GaAs/AlAs/GaAs (с различными толщинами барьерных слоев AlAs) и асимметричных GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As/Al_{0,03}Ga_{0,97}As/GaAs (с двухступенчатым барьером) гетероструктур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоколегированных N^+ -GaAs подложках с ориентацией (100) при температуре 570°C. 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; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ N}^-$ - GaAs спейсер толщиной 50 нм; нелегированный GaAs спейсер толщиной 10 нм; нелегированный AlAs барьер толщиной 2.5, 3.5 или 5.0 нм; нелегированный GaAs спейсер толщиной 10 нм; $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ N}^-$ - GaAs спейсер толщиной 50 нм; $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ N}^+$ - GaAs контактный слой толщиной 0.4 мкм. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400^\circ \text{ C}$. Для создания меза-структуры диаметром 100 мкм была использована стандартная технология химического травления.

Схематический профиль дна зоны проводимости симметричной экспериментальной структуры при смещении представлен на рис.2. Вертикальной прерывистой линией на этом же рисунке изображена «стенка», а горизонтальными прерывистыми линиями – состояния (уровни энергии состояний) квантовой псевдоямы. Экспериментальные образцы устроены таким образом, что приложение внешнего напряжения (V_b) приводит, как видно из рис.2, к формированию возле AlAs барьера так называемого аккумуляционного слоя, представляющего собой псевдотреугольную квантовую яму, двумерные состояния которой заполнены электронами, образуя двумерный электронный газ. Наличие аккумуляционного слоя в данных образцах подтверждено нами на основании исследования магнито-осцилляций типа Шубникова-де Гааза [16]. В такой ситуации процесс резонансного туннелирования через двумерные состояния в квантовой псевдояме 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

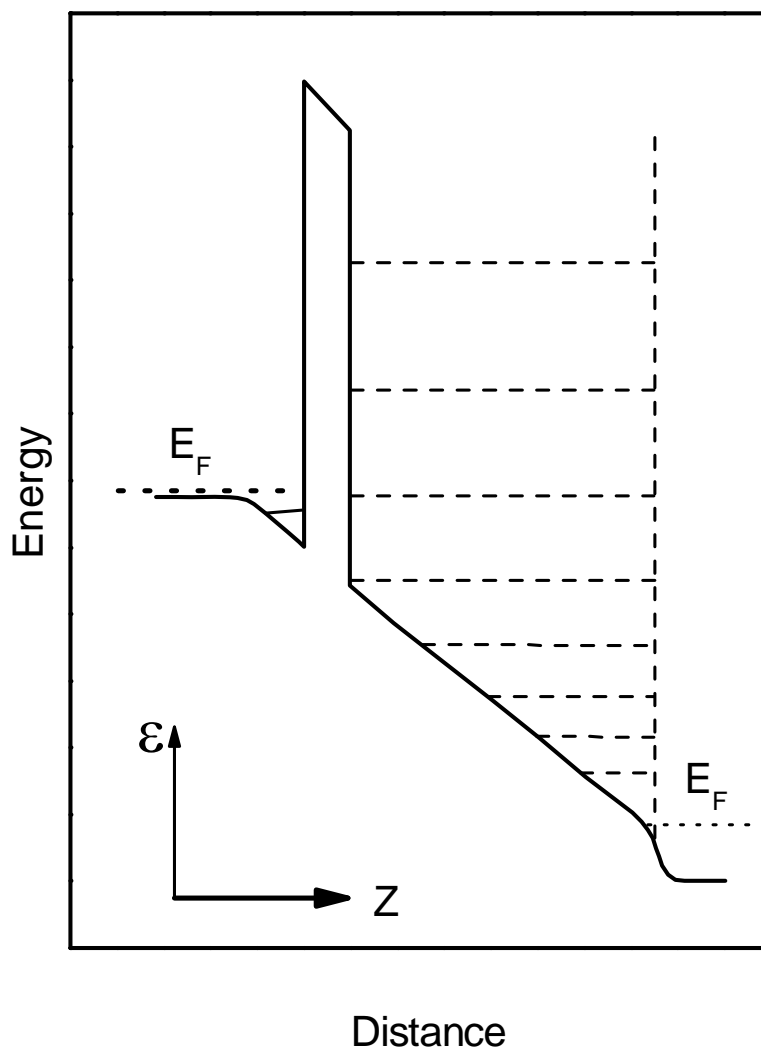


Рис.2. Схематическая зонная диаграмма экспериментальной однобарьерной гетероструктуры при положительном напряжении смещения.

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 главе результаты, основывались на произведенных нами измерениях зависимостей дифференциальной проводимости и второй производной тока по напряжению экспериментальных образцов от приложенного напряжения (зависимостей $dI/dV - V$ и $d^2 I / dV^2 - V$) в интервале температур 4.2 – 150 К и в магнитном поле до 8 Т.

Измерения $dI/dV - V$ и $d^2 I / dV^2 - V$ характеристик проводились с использованием стандартной модуляционной методики.

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

Рисунок 3 представляет $dI/dV - V$ и $d^2 I / dV^2 - V$ характеристики симметричных GaAs/AlAs/GaAs образцов с Al барьерами толщиной 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 толщиной 2.5 и 5 нм обладали аналогичными транспортными характеристиками с той только разницей, что в образцах с 5 нм барьерами резонансные осцилляции при отрицательных напряжениях смещения были значительно подавлены. Отметим, что и в образцах с 3.5 нм барьерами амплитуды наблюдаемых осцилляций на отрицательной ветви $dI/dV - V$ характеристики 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

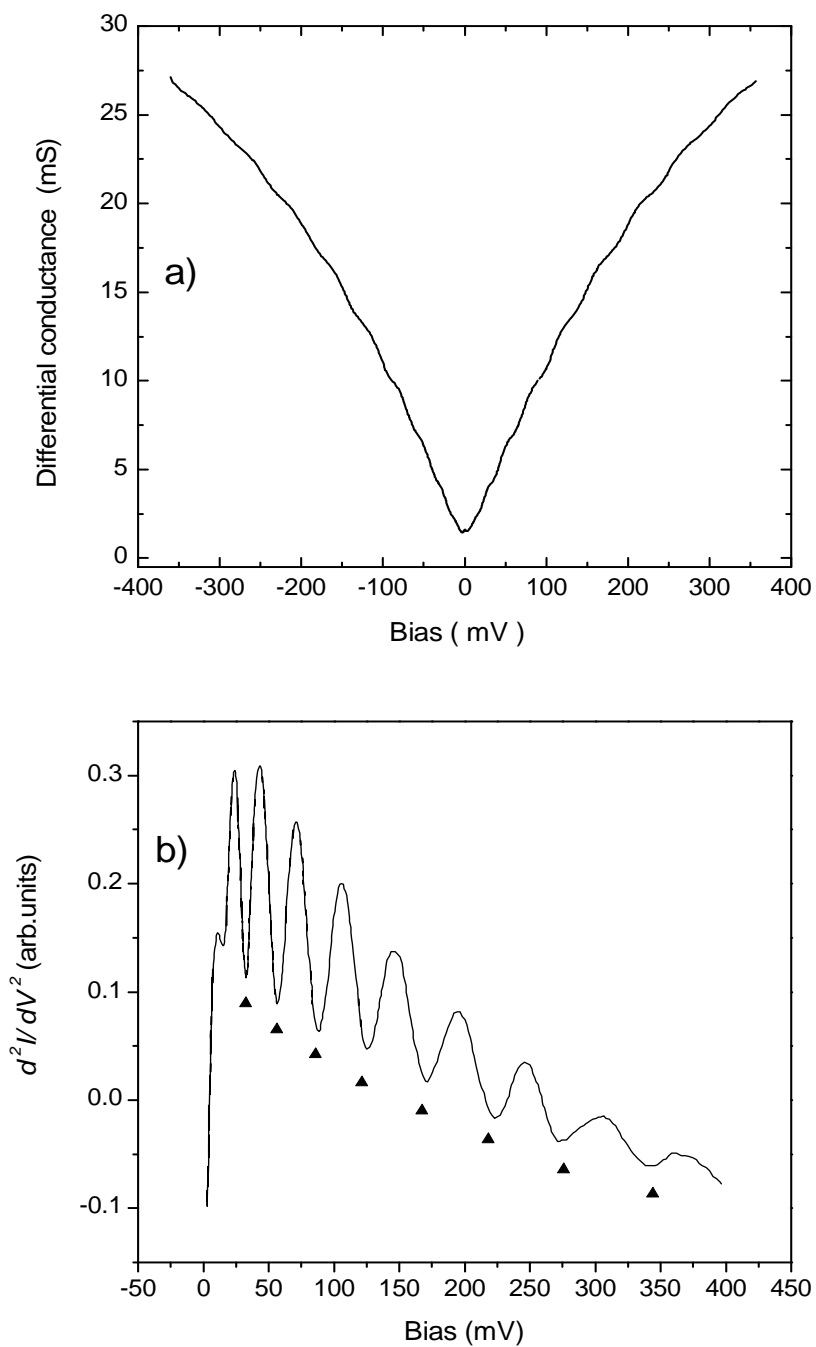


Рис. 3. а - экспериментальная $dI/dV - V$ зависимость симметричной однобарьерной гетероструктуры с толщиной барьера 3.5 нм, измеренная при $T = 4.2$ К в отсутствие магнитного поля, б - положительная ветвь $d^2 I / dV^2 - V$ зависимости. Треугольниками показаны расчетные значения пороговых напряжений (подробности в тексте).

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) производилась 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 ($B \parallel I$) [16].

Отметим, что указанное выше условие совпадения энергий подзон аккумуляционного слоя и квантовой ямы является удобным для описания резонансного туннелирования с сохранением поперечной току компоненты волнового вектора k_{xy} и соответствует максимумам вольт-амперной ($I - V$) характеристики (минимумам $d^2 I / dV^2 - V$ характеристики). Результаты расчета резонансных напряжений модельной структуры с квантовой ямой шириной 60.5 нм представлены на рис.3(b) треугольниками. Рассчитанные 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 электронных

слоев по обе стороны барьера, туннелирование между которыми и определяет транспортные характеристики при малых смещениях. Подробно об этом будет рассказано в третьей главе данной работы. Произведенная таким образом идентификация не обладает строгой доказательностью из-за зависимости от использовавшихся 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 разделы 1.5 и 1.6 данной главы.

1.4. Анализ амплитуд виртуальных резонансов и механизмы отражения и рассеяния электронов

Доминирующий механизм отражения электронов от границы $N^- - \text{GaAs} / N^+ - \text{GaAs}$ 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 прозрачностями, который применим и к нашей экспериментальной ситуации с псевдоямой [17], относительная амплитуда токового резонанса (резонансной особенности ВАХ) определяется коэффициентом отражения R наиболее прозрачного барьера [2,17,18,19]:

$$\frac{\Delta I}{I} = R^{1/2}, \quad (1.1)$$

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 (стр.189 в [20])

$$R^{1/2} = \left| \frac{im^*}{\hbar^2 k_z} \int_W^\infty u(z) e^{-2ikz} dz \right|, \quad (1.2)$$

где 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

$$u(z) = \frac{2\pi e^2 N_D}{\varepsilon} (Z - W)^2, \quad (1.3)$$

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

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{4\pi m^* e^2 N_D}{\hbar^2 \varepsilon k^4}. \quad (1.4)$$

Выбор кандидатов на роль механизмов рассеяния электронов в спейсерной области производился 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 (LO – фононами) в GaAs с характерным временем $\tau_{LO} \approx 0.18$ пс [1,13,21,22]. Аналогичный выбор был произведен и в других экспериментальных работах, в которых исследовалось туннелирование через короткоживущие состояния в GaAs квантовых ямах [13,21].

Рассеяние на оптических фононах учитывалось нами путем введения в (1.4) множителя $\exp(-\tau / \tau_{LO})$, по аналогии с [21]. При этом время жизни τ полагалось равным времени прохождения электроном спейсерной области, что, как показано в [13], 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

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{4\pi m^* e^2 N_D}{\varepsilon \hbar^2 k^4} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{LO}}\right), \quad (1.5)$$

которое и применялось для вычисления зависимости относительных амплитуд от напряжения ($\Delta I / I - V$).

Теперь, прежде чем проводить сравнение теории и эксперимента, следует отметить, что использование в расчетах одномерного усредненного потенциала (1.3) приводит к тому, что окончательное выражение (1.5), 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 (x, y) и наличие переходного слоя с переменной концентрацией примесей, 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 [1,13,23], можно заключить, что сравнение построенной в соответствии с (1.5) зависимости $\Delta I / I - V$ 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 $\Delta I / I$ (стр.46 в [1]).

Расчетная зависимость $\Delta I / I - V$ и усредненные значения относительных амплитуд семи экспериментальных образцов представлены на рис.4. Отклонения экспериментальных значений от средних не превышает 5%. Как видно из рисунка, 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 РТД с широкими квантовыми ямами [21]. Там же сообщалось о росте амплитуд «подавленных» резонансов в параллельном току магнитном поле $B \parallel I$, что связывалось авторами, на основании численных расчетов, с уменьшением темпа рассеяния \hbar / τ_B вследствие ограничения числа конечных состояний, в 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 из рисунка 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 $\Delta I / I - V$. Поэтому, принимая во внимание все вышесказанное о подходах к сравнению теории и эксперимента, позволительно заключить, что наблюдаемый нами масштаб отличия теоретических и экспериментальных амплитуд резонансов свидетельствует о преимущественно

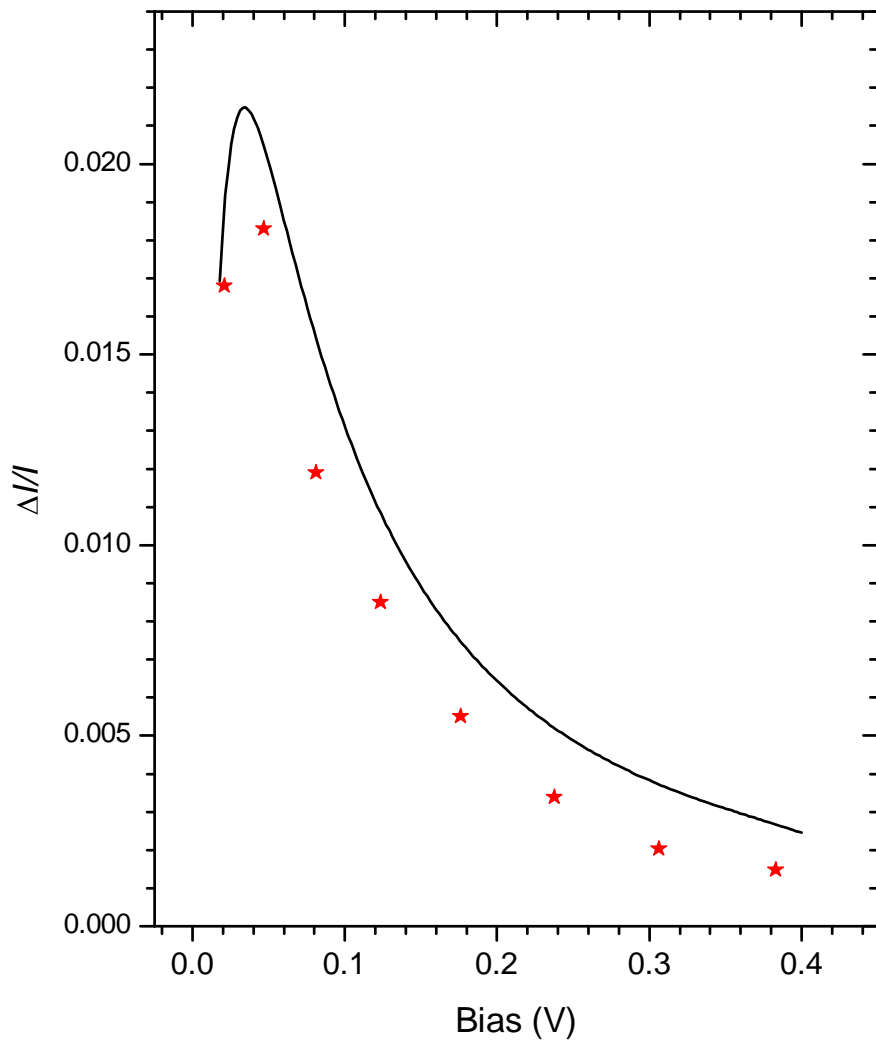


Рис.4. Экспериментальные (звёздочки) и расчетные (линия) значения относительных амплитуд первых восьми виртуальных резонансов. Подробности расчета описаны в тексте.

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 (x, y) и в переходном слое с переменной концентрацией доноров.

Отметим, наконец, что более значительное ($\sim 50\%$) 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.

1.5. Магнитотуннелирование в симметричных GaAs/AlAs/GaAs образцах в поперечном току магнитном поле.

Последовательность $d^2 I / dV^2 - V$ характеристик симметричного образца с барьером толщиной 3.5 нм, измеренных при температуре 4.2 К в поперечном току магнитном поле ($B \perp I$) до 7 Т, представлена на рис.5. Как видно из рисунка, увеличение магнитного поля поначалу приводит к смещению осцилляционной структуры в сторону больших напряжений и ее ослаблению, вплоть до полного подавления при $B \approx 2.5$ Т. Такое поведение резонансной структуры может быть объяснено изменением условий резонансов для туннелирования между двумерными состояниями с сохранением k_{xy} в магнитном поле [24]. Изменение резонансных условий $\Delta E = (eBd)^2 / 2m^*$ является следствием изменения поперечной компоненты волнового вектора туннелирующего электрона под влиянием силы

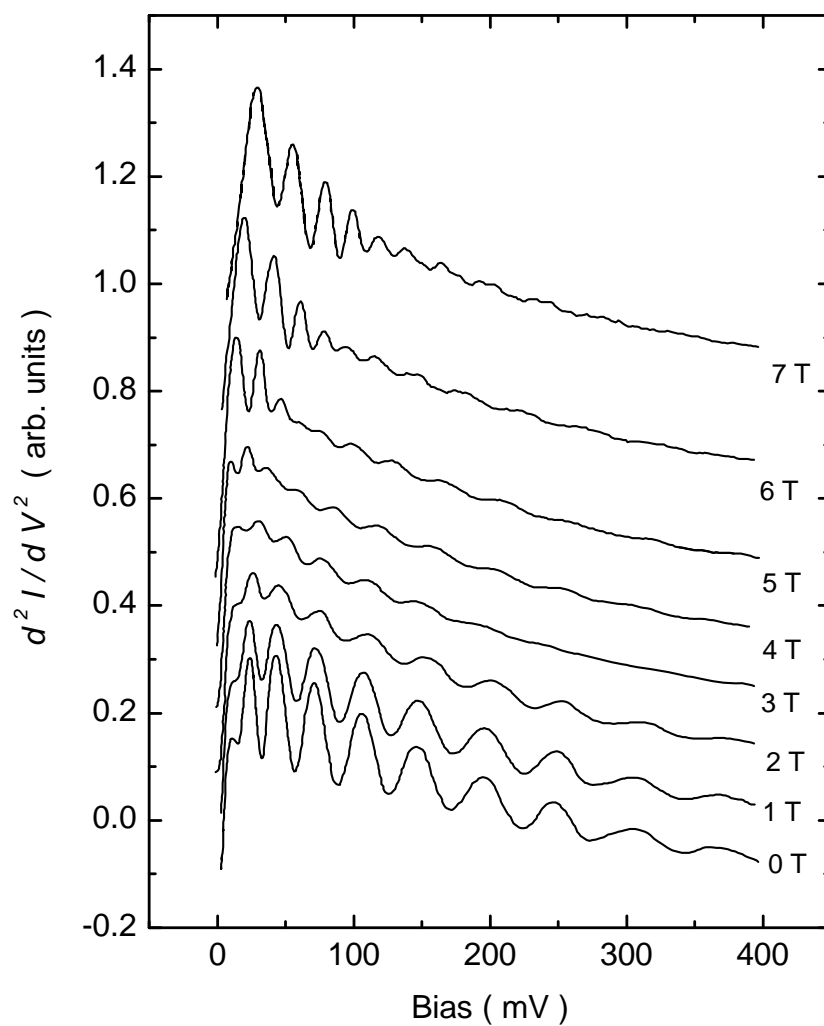


Рис.5. Экспериментальные $d^2 I / dV^2 - V$ зависимости однобарьерной структуры с 3.5 нм барьером в интервале значений перпендикулярного тока магнитного поля от 0 до 7 Т.

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 с вышесказанным скорость движения резонансной структуры в магнитном поле $\Delta V / \Delta B$, в предположении, что $d \approx 40$ нм, составила 6 мВ/Т и хорошо согласуется с наблюдаемой в эксперименте. После достижения магнитным полем величины $B \approx 3$ Т на $d^2 I / dV^2 - V$ характеристиках начинает проявляться новая осцилляционная структура, в которой затем, к $B = 7$ Т, выделяются две компоненты - сильная «низкоэнергетическая» (до $V \approx 120$ мВ при $B = 7$ Т) и слабая «высокоэнергетическая» (после $V \approx 120$ мВ при $B = 7$ Т) осцилляционные структуры. Аналогичная эволюция резонансной структуры с $B \perp I$, включая низкополевое смещение и подавление исходных (при $B = 0$ Т) 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 [15]. 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 резонансам) 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 $d^2 I / dV^2 - V$ 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 $B = 0$ Т 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.

1.6. Туннельные резонансы в асимметричных структурах с двухступенчатым барьером

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования транспорта электронов через асимметричную GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs гетероструктуру с двухступенчатым барьером и спейсерами (см. рис.6), в результате которых были зарегистрированы особенности транспортных характеристик, обусловленные резонансным туннелированием через виртуальные состояния (ϵ_{IL} и ϵ_{IR} на рис.6) 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.6(a) дно подзоны обозначено ϵ_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 Al_{0.4}Ga_{0.6}As барьерного слоя позволило исключить влияние X долины на электронный транспорт.

Использовавшиеся здесь образцы были изготовлены на основе гетероструктур, выращенных методом МЛЭ на высоколегированной N⁺ - GaAs подложке и имевших следующую последовательность слоев: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ N⁺ - GaAs буфер толщиной 0.5 мкм (область 1 на рис.6); $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ N⁻ - GaAs спейсер толщиной 50 нм; нелегированный GaAs спейсер толщиной 10 нм (вместе с предыдущим слоем составляют область 2 на рис.6); нелегированный Al_{0.4} Ga_{0.6} As барьерный слой толщиной 5 нм (область 3 на рис.6); нелегированный Al_{0.03} Ga_{0.97} As барьерный слой толщиной 30 нм (область 4 на рис.6); $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ N⁻ - GaAs спейсер толщиной 30 нм (область 5 на рис.6); $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ N⁺ - GaAs контактный слой толщиной 0.2 мкм (область 6 на рис.6). В качестве легирующей примеси использовался кремний. Методика приготовления образцов не отличалась от описанной в разделе 1.2.

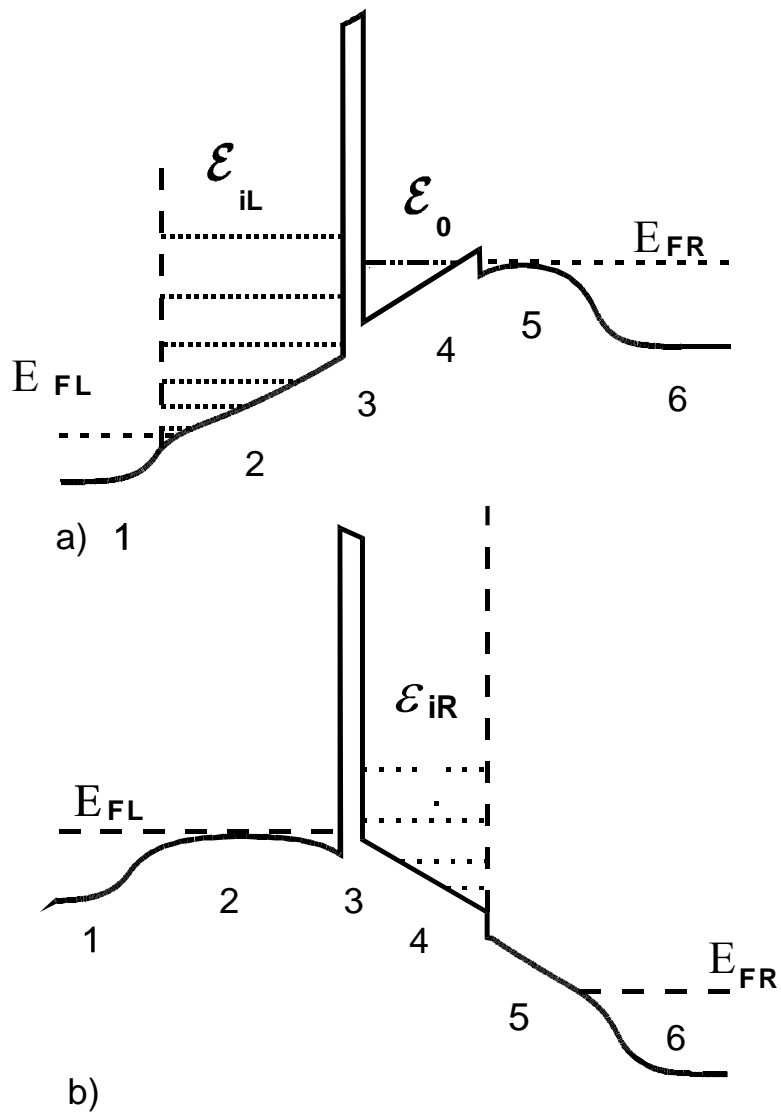


Рис.6. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры со ступенчатым барьером а) при отрицательном смещении, б) при положительном смещении; E_F - уровни Ферми в 3D контактах, ϵ_0 - уровень размерного квантования в индуцированной электрическим полем треугольной яме, ϵ_{iL} и ϵ_{iR} - уровни размерного квантования в псевдоямах. Цифрами 1-6 обозначены различные слои структуры, описание которых приведено в тексте.

Рис.7 представляет осциллирующую компоненту экспериментальной $d^2V / dI^2 - V$ характеристики асимметричного образца в отсутствие магнитного поля при $T = 4.2$ 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, произведено с целью наглядности сравнения осцилляционных структур при противоположных напряжениях. Наблюдаемые осцилляционные структуры вызваны резонансным туннелированием электронов через виртуальные состояния в квантовых псевдоямах различной ширины (60 и 30 нм, как видно из рис.6), 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 разделе 1.3., представлены на рис.7 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 $Al_{0.03}Ga_{0.97}As / N^- - GaAs$.

Величины относительных амплитуд резонансов $\Delta I / I$ при обоих напряжениях смещения не превышали 1%, что несколько меньше наблюдавшихся в симметричных структурах. Анализ зависимостей $\Delta I / I - V$ асимметричных структур был существенно осложнен наличием нижней ступени барьера, приводящим 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, чем и подтвердило дополнительно предположение о двумерной природе состояний, через которые происходит туннелирование.

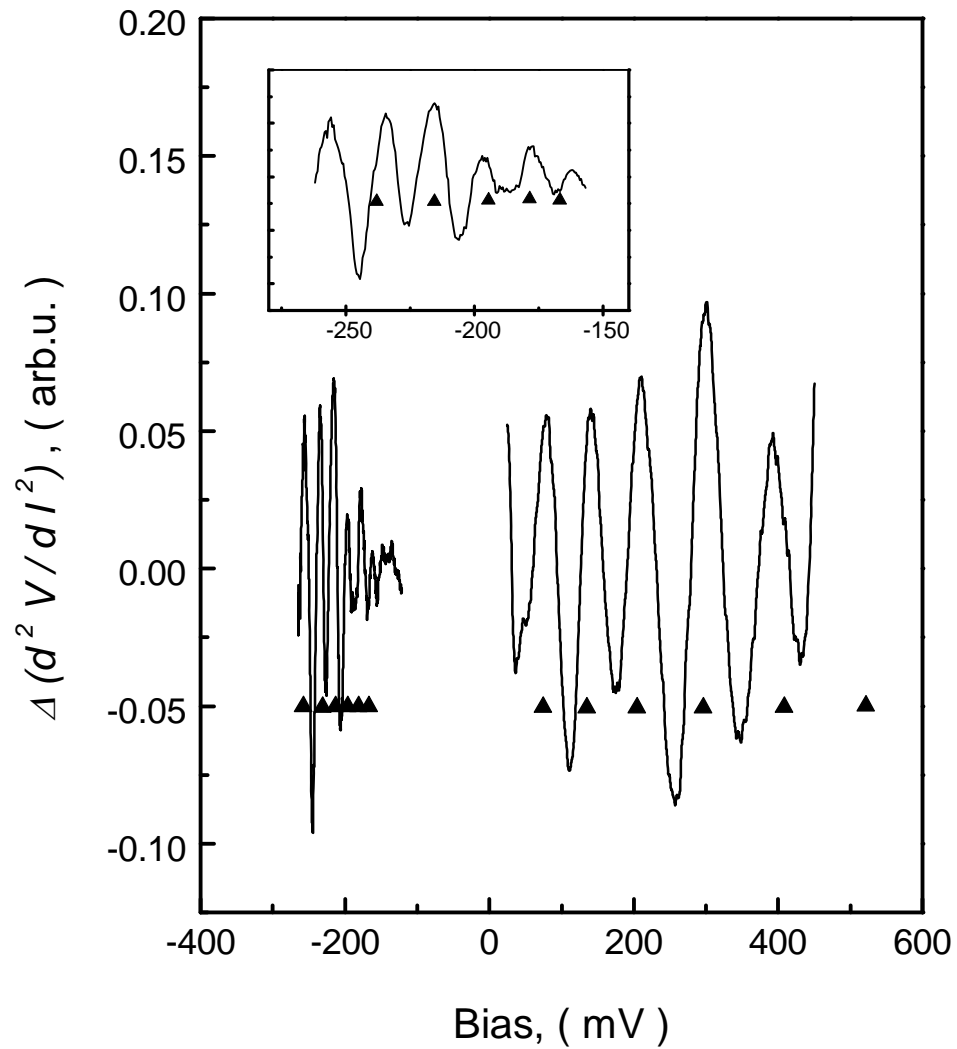


Рис.7. Зависимость второй производной тока по напряжению d^2V/dI^2 за вычетом монотонной составляющей от напряжения смещения V . Треугольниками показаны результаты расчета положений порогов туннелирования (см. текст). На вставке показаны резонансы при отрицательном смещении.

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.

1.7. Заключение

Итак, в результате исследований, описанных в данной главе, 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.

Глава II

РЕЗОНАНСНОЕ Г – X ТУННЕЛИРОВАНИЕ В ОДНОБАРЬЕРНЫХ GaAs/AlAs/GaAs ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

2.1. Введение

Данная глава посвящена изучению транспорта электронов через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры, обусловленного процессами резонансного туннелирования между двумерными состояниями, принадлежащими Г долине зоны проводимости GaAs, и различными (двумерными квазиограниченными и нульмерными донорными) состояниями, принадлежащими нижним X долинам зоны проводимости AlAs.

Экспериментальное обнаружение существенного влияния квантовых состояний, принадлежащих X долинам зоны проводимости AlAs, на электрические свойства GaAs/AlAs гетероструктур [3] стимулировало интенсивные туннельно-транспортные [4,5,24,25] и оптические [26,27] исследования как спектров квантовых состояний, так и механизмов туннельных переходов между электронными состояниями, порожденными долинами зоны проводимости, расположенными в различных точках симметрии (Г и X) зоны Бриллюэна и характеризующимися различными значениями эффективной массы (механизмов туннельных междолинных Г-X переходов). Зависимость свойств GaAs/AlAs гетероструктур от X состояний AlAs связана со следующим сочетанием особенностей зонной структуры составляющих их материалов. AlAs является непрямозонным полупроводником с дном зоны проводимости вблизи точки X зоны Бриллюэна, тогда как GaAs – полупроводник прямозонный с дном зоны проводимости в центре зоны Бриллюэна, точке Г [26]. Поэтому, как видно из рис.8(а), профиль X минимума зоны проводимости вдоль GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры образует квантовую яму для электронов в слое AlAs. При этом различие энергий минимумов Г (GaAs) и X (AlAs) долин составляет всего лишь ≈ 0.12 эВ [5]. Резонансное туннелирование электронов из Г состояний в GaAs через состояния X квантовой ямы в слое AlAs и ведет, как показано в цитируемых выше работах [3,4,5], к модификации транспортных

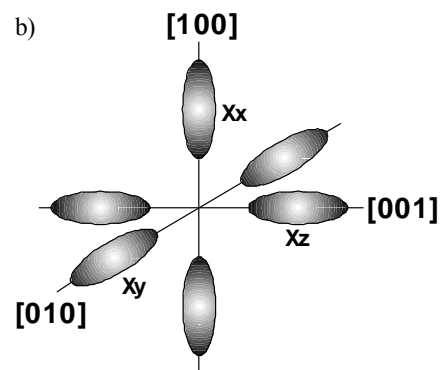
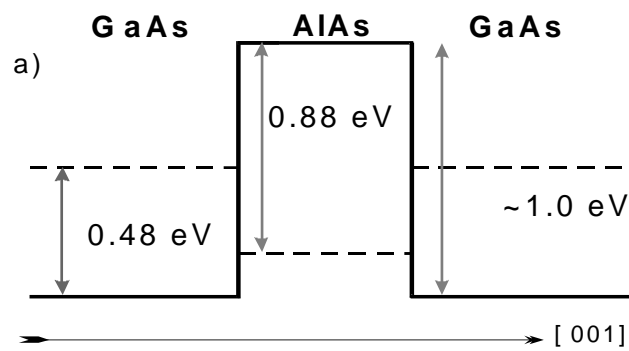


Рис.8. а) профили Γ и X минимумов зоны проводимости вдоль GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры. б) схематическое изображение изоэнергетических поверхностей, соответствующих шести эквивалентным X долинам (минимумам) AlAs, в k -пространстве.

характеристик гетероструктур. Кроме того, было продемонстрировано, что анизотропия эффективной массы в X долинах (смотри рис.8(b)) приводит к формированию в условиях тонкого слоя AlAs (X квантовой ямы) двух различных типов квазиограниченных состояний (различных лестниц двумерных подзон), образованных X_z и X_{xy} долинами, характеризующимися различными значениями эффективной массы в направлении квантования z [4,5,26]. Энергии размерного квантования соответствующих двумерных квазиограниченных X_z и X_{xy} состояний (энергии минимумов X_z и X_{xy} подзон) определяются значениями продольной $m_l \approx 1,1m_0$ и поперечной $m_t \approx 0,19 m_0$ эффективной массы в X долинах AlAs, соответственно, и, в силу этого, значительно различаются. Этот эффект часто называют расщеплением X долин (более точно, X подзон), или понижением кратности долинного вырождения в условиях квантования. Вдобавок, был обнаружен еще один фактор, влияющий на взаимное энергетическое расположение X_z и X_{xy} подзон, - наличие двухосного механического напряжения в слое AlAs из-за несовпадения постоянных решетки GaAs и AlAs на величину 0,12%, приводящее к уменьшению энергии X_{xy} подзон относительно X_z подзон (смотри [26] и цитированную там литературу). Однако, несмотря на значительное количество разнообразных исследований GaAs/AlAs гетероструктур, в которых были обнаружены проявления квазиограниченных X_z и X_{xy} состояний и предприняты попытки по выявлению факторов, влияющих на их взаимное положение, на настоящий момент существуют значительные разногласия по вопросу о природе основного состояния (X_z или X_{xy}) в X квантовой яме определенной ширины [4,5,24-26,28-30]. При этом указывается на определяющую роль природы основного состояния в формировании оптических и электрических свойств GaAs/AlAs гетероструктур. Отмеченные выше разногласия, в большой степени, обусловлены существенной неопределенностью до настоящего времени, таких параметров зонной структуры, влияющих на результаты теоретических расчетов и интерпретации экспериментов, как главные значения эффективной массы m_l и m_t в X долинах AlAs, величина энергетического зазора между Γ (GaAs) и X (AlAs) минимумами зоны проводимости и величина расщепления X_z и X_{xy} долин из-за двухосного напряжения (смотри [31-34] и цитированные выше работы). Используемые нами выше значения указанных параметров являются лишь одним из возможных наборов, полученных экспериментально. Дальнейшие исследования резонансного

туннелирования через X состояния AlAs могут дать весомый вклад в решение перечисленных выше проблем, касающихся выяснения зонной структуры AlAs.

Оптические исследования толстых (1–7 мкм) эпитаксиальных слоев AlAs, легированных кремнием (Si), наиболее популярной донорной примесью в GaAs/AlAs гетероструктурах, показали, что Si доноры в этом полупроводниковом материале связаны с X долинами, а состояния Si донора хорошо описываются водородоподобной моделью в рамках метода эффективной массы, пренебрегающего долин-орбитальным и спин-орбитальным взаимодействиями (моделью независимых X долин), традиционно используемой для описания донорных примесей замещения на местах атомов III группы, связанных с X долинами [27]. Иначе говоря, Si доноры в AlAs создают однотипные водородоподобные состояния, связанные с независимыми (невзаимодействующими) X долинами, в результате чего основное состояние Si доноров является трехкратно вырожденным в отсутствие дополнительных факторов, понижающих кратность вырождения, таких как, например, механические напряжения решетки, и расщепляется вместе с X долинами в противном случае. Подтверждением тому, в частности, было наблюдение расщеплений основного донорного состояния Si на состояния, связанные с X_z и X_{xy} долинами, соответствующих относительным изменениям энергий минимумов X_z и X_{xy} долин в напряженных AlAs слоях, выращенных на GaAs подложках и приклеенных к Si подложкам, вследствие несовпадения постоянных решетки ($a_{\text{GaAs}} < a_{\text{AlAs}} < a_{\text{Si}}$) и отсутствие такового в отделенном от подложки ненапряженном AlAs слое.

В теоретической работе [35] рассматривались водородоподобные доноры, состояния которых в AlAs (аналогично состояниям Si) могут считаться связанными с независимыми X долинами, в тонком слое AlAs, ограниченном слоями GaAs, т.е. в X квантовой яме, где X_z и X_{xy} долины, как было показано выше, неэквивалентны из-за размерного квантования и двухосного напряжения в слое AlAs, что, в свою очередь, обуславливает соответствующее различие энергий связанных с этими долинами состояний доноров. Были рассчитаны энергии связи «основных» состояний водородоподобных доноров, связанных X_z и X_{xy} долинами (с нижними X_z и X_{xy} подзонами) в зависимости от ширины X квантовой ямы и положения донора в яме. При расчете энергий связи принимались во внимание анизотропия эффективной массы и влияние потенциала X квантовой ямы, а влиянием двухосного напряжения в

слое AlAs на энергии связи пренебрегалось. Слово «основных» выделено кавычками по той причине, что рассматривавшиеся состояния доноров являются основными только по отношению к тем X долинам, с которыми они связаны (X_z или X_{xy}), а их взаимное энергетическое положение будет определяться значениями энергий связи и энергий минимумов X_z и X_{xy} подзон для данной ширины ямы и положения донора в яме. Результаты произведенных расчетов показали большие абсолютные значения (~ 50 мэВ) и существенное различие (~ 20 мэВ) энергий связи основных состояний расположенных в центре X ямы водородоподобных доноров, связанных с X_z и X_{xy} долинами, что благоприятствует возможности экспериментального обнаружения и идентификации связанных с X_z и X_{xy} долинами состояний таких технологически важных доноров как Si в тонких слоях AlAs с помощью резонансно-туннельной спектроскопии. Кроме того, было продемонстрировано существенное изменение абсолютных значений энергий связи с изменением положения донора в яме (например, энергия связи основного состояния, относящегося к X_{xy} долинам, изменялась на величину ~ 25 мэВ при перемещении донора на край ямы шириной 10нм).

Экспериментальные исследования структуры донорных уровней в тонких слоях AlAs находятся в начальной стадии. Оптические исследования GaAs/AlAs гетероструктур с легированными Si слоями AlAs обнаружили проявление единичного нерасщепленного донорного уровня, связанного с X долинами AlAs [36], для описания энергии связи которого потребовалось привлечение аномальных значений продольной и поперечной эффективных масс в X долинах ($m_l \approx 2.62m_0$, $m_t \approx 0.44m_0$) [35]. Резонансно-туннельная спектроскопия дает возможность непосредственного определения энергий связи донорных состояний при условии наблюдения резонансов, соответствующих двумерным подзонам в квантовой яме и связанным с этими подзонами состояниям доноров, что было продемонстрировано туннельными экспериментами по определению энергий связи доноров в традиционных AlAs/GaAs/AlAs Γ квантовых ямах [37-39]. Однако, в единственной на данный момент работе, где изучалось туннелирование через легированный Si барьерный слой AlAs, был зарегистрирован лишь один туннельный резонанс, относившийся авторами к донорному состоянию Si, связанному с X долинами вообще (в пренебрежение представлениями о расщеплении X_z и X_{xy} долин и различии энергий связи относящихся к ним донорных состояний) [40]. Таким

образом, проявлений различных донорных состояний Si, связанных X_z и X_{xy} долинами в тонких слоях AlAs, экспериментально, до настоящего времени, обнаружено не было.

Далее в данной главе будут изложены следующие результаты наших исследований транспорта электронов через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры, обусловленного резонансно-туннельными переходами между Γ состояниями в GaAs и X состояниями в AlAs барьере, позволившие получить новые сведения об энергетической структуре X состояний в AlAs (квазиограниченных X_z и X_{xy} состояний, то есть состояний двумерных X_z и X_{xy} подзон, и различных состояний Si доноров, связанных с X_z и X_{xy} долинами; в дальнейшем будем обозначать их X_z , X_{xy} , X_z^D и X_{xy}^D соответственно) и выявить факторы, влияющие на характеристики этих состояний (энергии связи, характерные размеры волновых функций и т.д.).

1. Было обнаружено резонансное туннелирование электронов как через X_z и X_{xy} состояния, так и через X_z^D и X_{xy}^D состояния, что позволило непосредственно из результатов идентификации резонансных особенностей транспортных характеристик определить энергии связи X_z^D и X_{xy}^D состояний доноров, находящихся в центре AlAs «барьера», $E_B(X_z^D) \approx 50$ мэВ и $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$ мэВ, соответственно. На основании идентификации экспериментальных резонансов с использованием самосогласованных вычислений профилей потенциалов вдоль гетероструктуры также показано, что энергетическое положение X_z^D и X_{xy}^D состояний определяется преимущественно двумя факторами. Во-первых, пространственным ограничением в слое AlAs (шириной X квантовой ямы), влияющим как на энергии X_z и X_{xy} состояний (энергии минимумов X_z и X_{xy} подзон) в соответствии с результатами работы [26], так и на величины энергий связи донорных X_z^D и X_{xy}^D состояний в согласии в предсказаниями расчетов [35]. Во-вторых, двухосным напряжением в слое AlAs вследствие несовпадения постоянных решетки AlAs и GaAs, вызывающим расщепление X_z и X_{xy} долин, о котором также сообщалось в работе [26]. Полученная нами из процедуры идентификации величина такого расщепления составила ≈ 23 мэВ и совпадает с полученной в [26]. Кроме того, при идентификации нами использовалось значение разницы энергий Γ (GaAs) и X(AlAs) минимумов $\Delta_{\Gamma-X} = 120$ мэВ, соответствующее среднему из представленных в [5].

2. В магнитном поле, параллельном току $B \parallel I$, обнаружены особенности транспортных характеристик, обусловленные резонансным

магнитотуннелированием электронов между состояниями Γ и X уровней Ландау, формирующихся в присутствии магнитного поля в GaAs околосбарьерном аккумуляционном слое и в AlAs барьере, соответственно. Анализ структуры экспериментальных резонансов, соответствующих магнитотуннелированию между Γ и X уровнями Ландау, позволил нам определить значение поперечной эффективной массы (m_t) в X долинах AlAs и подтвердил результат идентификации основного низкоэнергетического резонанса на транспортных характеристиках при $B = 0$ Т, полученный при помощи самосогласованного моделирования, как следствие проявления $\Gamma - X_{z1}$ туннельных переходов. Определенное нами значение $m_t = (0.2 \pm 0.02)m_0$ близко к использовавшемуся обычно раньше значению $0,19 m_0$, однако отличается от применявшихся при интерпретации экспериментальных данных в большинстве цитировавшихся выше работ.

3. Обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера» (в направлении роста) и обладающих, вследствие этого, различными энергиями связи. Изучение поведения тонкой структуры с изменением магнитного поля явно продемонстрировало, что энергия связи и, соответственно, характерные размеры волновой функции донорных X^D состояний обладают существенными зависимостями как от магнитного поля, так и от положения донора в AlAs «барьере» в соответствии с теоретическими прогнозами [35,41]. Характер последней из этих зависимостей и позволил нам экспериментально разрешить резонансные особенности, обусловленные туннельными переходами электронов через состояния доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs. Продемонстрирована, таким образом, возможность определения различия энергий связи доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs «барьера», с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

2.2. Резонансное туннелирование электронов через квазиограниченные и донорные X состояния в AlAs барьере и определение энергий связи донорных состояний, относящихся к X_z и X_{xy} долинам

Исследованные нами образцы представляли собой однобарьерные гетеродиоды, изготовленные на основе симметричных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктур со спейсерами. Эти образцы спроектированы таким образом, что при приложении внешнего напряжения V_b двумерный аккумуляционный слой электронов формируется возле AlAs барьера (см. рис.9). Вследствие этого процессы резонансного $\Gamma - X$ туннелирования происходят между двумерными электронными Γ состояниями аккумуляционного слоя и двумерными квазиограниченными или нульмерными донорными X состояниями в AlAs барьере.

Увеличение V_b приводит к уменьшению энергии X состояний по отношению к Γ состояниям эмиттера. Поскольку процессы $\Gamma - X$ туннелирования происходят преимущественно без сохранения поперечного транспортному направлению волнового вектора k_{xy} [6], открытие нового канала $\Gamma - X$ туннелирования с ростом V_b будет происходить каждый раз, когда энергия дна очередной подзоны или донорного X^D состояния совпадет с энергией Ферми в эмиттерном аккумуляционном слое. Открытие нового канала резонансного туннелирования через X состояния приведет к резкому росту тока.

В данной главе исследовались симметричные однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетеродиоды с барьерами толщиной 5 нм, полностью идентичные использовавшимся в предыдущей главе, где и приведено описание последовательности гетерослоев в структурах и технологии изготовления образцов. Следует лишь отметить, вдобавок, что, хотя барьерный слой AlAs и не легировался преднамеренно, в нем присутствовало значительное количество донорных примесей Si вследствие диффузии примесей из сильнолегированного N^+ слоя в процессе роста и остаточной концентрации Si в ростовой камере. Наличие значительного количества донорных примесей в AlAs барьере было подтверждено нами на основании анализа осцилляций Шубникова – де Гааза в параллельном току магнитном поле $B \parallel I$ [16,42]. Рассчитанный профиль Γ минимума зоны

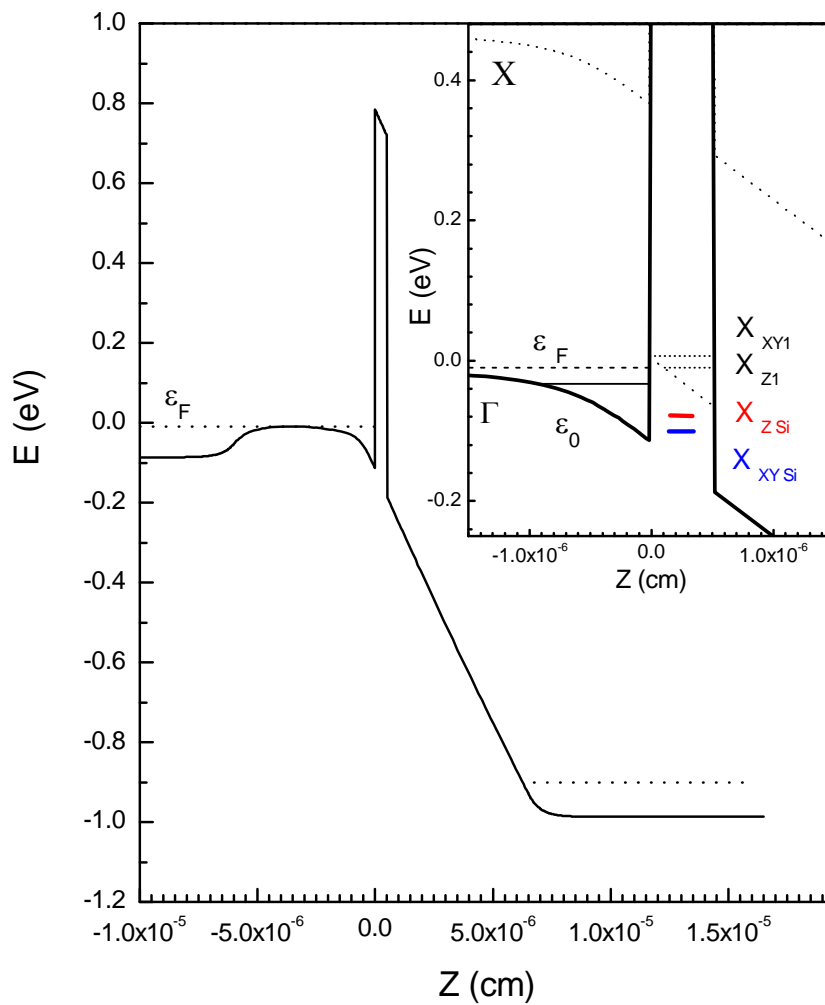


Рис. 9. Профиль потенциала Γ минимума зоны Бриллюэна вдоль однобарьерной GaAs/AlAs/GaAs структуры при напряжении $V = 900$ mV. На вставке - профили Γ и X минимумов вблизи слоя AlAs.

проводимости экспериментальной структуры при $V_b = 900$ мВ представлен на рис.9. На вставке показаны профили Γ и X минимумов вблизи слоя AlAs.

Были произведены измерения $I - V$, $dI / dV - V$, $d^2I / dV^2 - V$ зависимостей в интервале значений магнитного поля от 0 до 14 Т при температурах 0.4 – 30 К. Измерения $dI / dV - V$, $d^2I / dV^2 - V$ зависимостей производились с использованием стандартной модуляционной методики.

$I - V$ характеристика экспериментального образца, измеренная при температуре 4.2 К в отсутствие магнитного поля, представлена на рис.10(a). Как видно из рисунка, при напряжении около 900 мВ происходит резкое возрастание тока, вызванное, как будет показано в дальнейшем, включением канала резонансного туннелирования через состояния нижней X_{z1} подзоны (квазиограниченные X_{z1} состояния) в AlAs барьере. Наблюдавшийся нами масштаб измерения плотности тока от 10 до 100 А/см², соответствующий открыванию канала $\Gamma - X_{z1}$ туннелирования, совпадает с сообщавшимися ранее в работах [40,43], где исследовались подобные структуры с AlAs барьером толщиной 5 нм. Кроме того, вид $I - V$ характеристик в области открывания канала $\Gamma - X$ туннелирования, представленных в работах [6,40,43], аналогичен наблюдавшимся нами. Отклонения от монотонности $I - V$ зависимости при напряжениях ниже порога $\Gamma - X_{z1}$ туннелирования, обозначенные на рис.10(a) как «избыточный ток», на $dI / dV - V$ характеристике очевидно проявляются в виде двух резонансных особенностей (смотри рис.10(b)). Одна подобная особенность транспортных характеристик однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктур, в которых узкая область вблизи середины барьерного слоя AlAs была преднамеренно легирована Si, наблюдалась в работе [40] и была объяснена как проявление резонансного туннелирования через однотипные донорные X^D состояния в барьере, относящиеся к X долинам вообще, вне представлений о сложной структуре X состояний в тонком слое AlAs.

На рис.10(b) представлена $dI / dV - V$ характеристика экспериментального образца, измеренная при температуре 4.2 К. Три явные ступенчатые особенности $dI / dV - V$ характеристики, обозначенные буквами С, D и E, являются следствием последовательного открывания новых каналов резонансного $\Gamma - X$ туннелирования. Особенности С и E мы связываем с порогами для упругих туннельных переходов через X_{z1} и X_{z2} состояния, тогда как особенность D соответствует порогу для

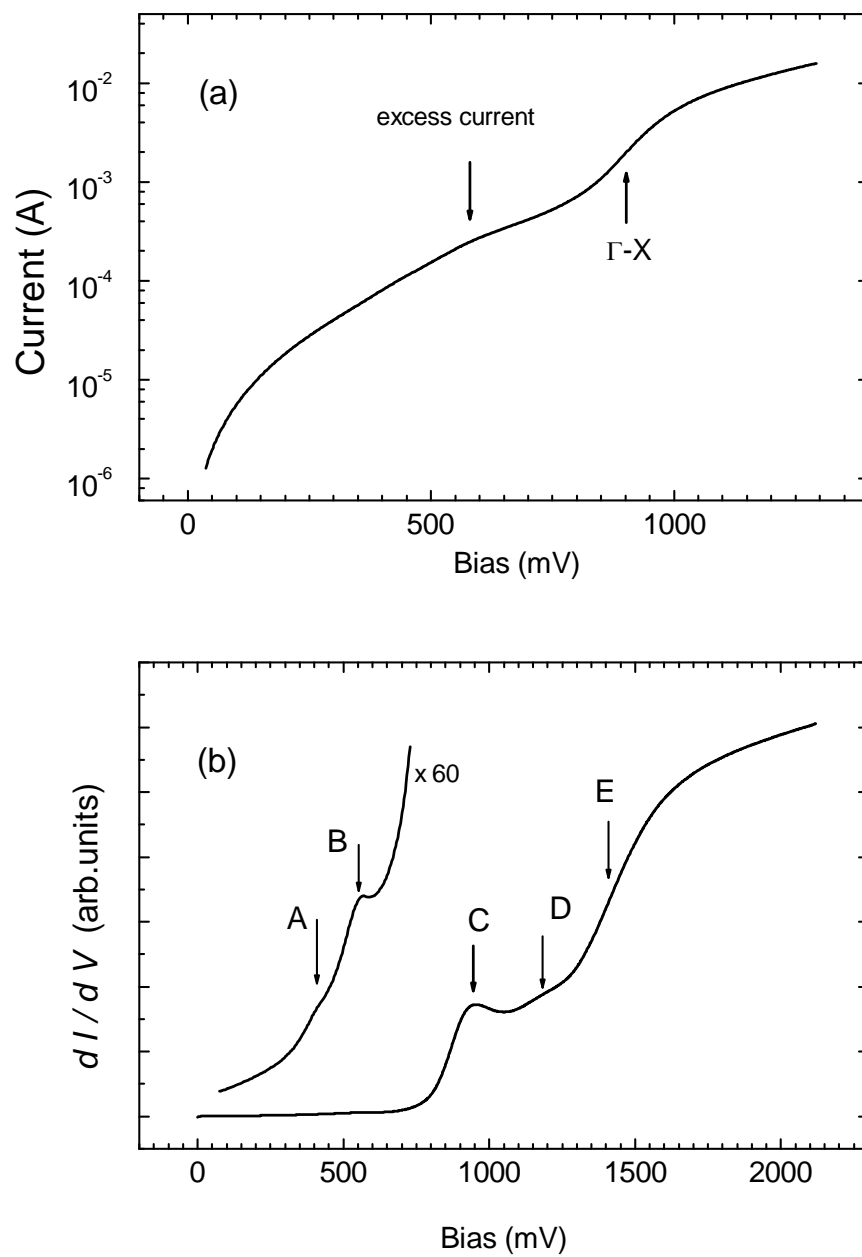


Рис.10. а) I - V характеристика экспериментального образца при $T = 4.2$ К, б) dI/dV характеристика при $T = 4.2$ К. Подробности смотри в тексте.

неупругих переходов через X_{xy1} состояния с участием (испусканием) X – долинных поперечных акустических (ТА) фононов в AlAs. Две слабые особенности А и В при напряжениях ниже порога туннелирования через X_{z1} состояния более явно различимы на рис.11, представляющем $d^2I/dV^2 - V$ зависимость. Мы связываем особенности А и В с порогами резонансного туннелирования через донорные X_{xy}^D и X_z^D состояния Si.

Идентификация особенностей экспериментальных транспортных характеристик производилась с использованием самосогласованных расчетов профилей потенциалов минимумов зоны проводимости и уровней энергии электронных состояний, на основании которых затем определялось напряжение V_b , требуемое для протекания любого из упоминавшихся выше процессов $\Gamma - X$ туннелирования. При этом, для коррекции самосогласованных расчетов использовались экспериментальные зависимости концентрации электронов в аккумуляционном слое и напряженности электрического поля в барьерной области от напряжения, полученные из анализа осцилляций Шубникова – де Гааза, изучавшихся нами детально в [16]. Анизотропия эффективной массы в X долинах AlAs и расщепление X_{xy} и X_z долин вследствие двухосного напряжения слоя AlAs учитывались в вычислениях. В результате энергии X_{xy} и X_z состояний (энергии минимумов X_{xy} и X_z подзон) были рассчитаны как функции приложенного напряжения. Туннельные переходы с участием фононов включались в моделирование путем прибавления к энергии рассматриваемого X состояния энергии фонона $\hbar\omega_{ph}$. Затем определялись пороговые напряжения, отвечающие открыванию различных каналов резонансного туннелирования. Пороговые напряжения для резонансного туннелирования через донорные X_{xy}^D и X_z^D состояния Si были вычислены с использованием результатов работы [35], в которой энергии связи водородоподобных доноров, относящихся к X_{xy} и X_z долинам рассчитывались с учетом анизотропии эффективной массы и пространственного ограничения в слое AlAs (влияния стенок X квантовой ямы). Энергии связи водородоподобных доноров, относящихся к X_{xy} и X_z долинам и расположенных в центре AlAs барьера толщиной 5 нм, как следует из [35], должны составлять 68 и 51 мэВ соответственно. Стрелками на рис.11 показаны вычисленные значения пороговых напряжений, при которых энергии X состояний в барьере совпадают с энергией Ферми в эмиттерном

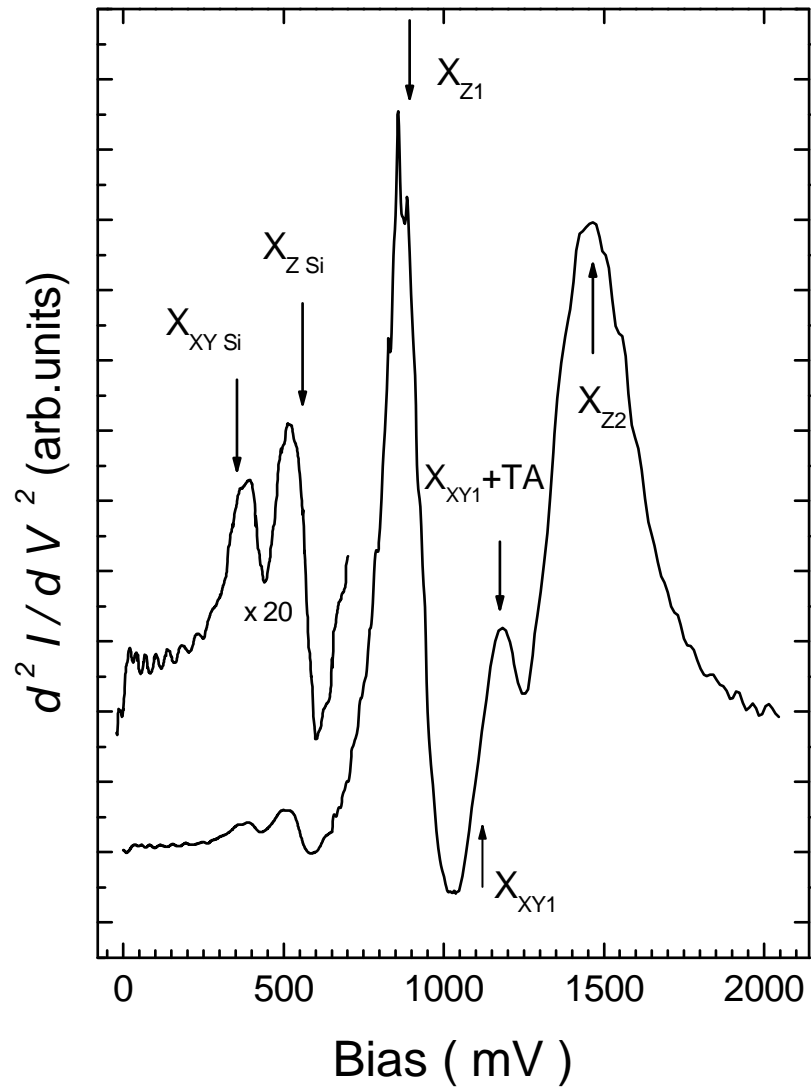


Рис.11. $d^2I/dV^2 - V$ зависимость экспериментального образца при $T=4.2$ К. Стрелками показаны расчетные значения напряжений, при которых энергия Ферми в аккумуляционном слое совпадает с энергиями донорных или квазиограниченных X состояний в слое AlAs.

аккумуляционном слое. Как видно из рис.11 положения максимумов $d^2I/dV^2 - V$ зависимости достаточно хорошо совпадают с рассчитанными значениями пороговых напряжений. При этом следует отметить, что положения максимумов $d^2I/dV^2 - V$ зависимости с хорошей точностью соответствуют условиям порогов резонансного туннелирования без сохранения поперечного транспортному направлению волнового вектора k_{xy} (смотри, например, работу [44]). В вычислениях, для получения наилучшего совпадения расчетов с экспериментом, мы использовали следующие значения продольной и поперечной массы в X долинах AlAs $m_l = 1.1m_0$ и $m_t = 0.19m_0$, соответственно, употребляемые наиболее широко. Разница энергий Γ (GaAs) и X (AlAs) минимумов полагалась равной 120 мэВ, совпадающей со средней из величин, полученных в работе [5]. Величина расщепления X_{xy} и X_z долин из-за двухосного напряжения слоя AlAs полагалась равной 23 мэВ, в соответствии с [26].

Как видно из рис.11 особенности, соответствующей упругому туннелированию через X_{xy1} состояния, нами обнаружено не было, однако наблюдалась особенность, обусловленная туннелированием через X_{xy1} состояния с испусканием X – долинных ТА фононов в AlAs ($\hbar\omega_{TA} = 12$ мэВ). Подобное представленному на рис.11 соотношению амплитуд особенностей, отвечающих $\Gamma - X_z$, $\Gamma - X_{xy}$ и $\Gamma - (X_{xy} + TA)$ туннельным переходам, наблюдалось и ранее в работах [5,6] и было объяснено аналогичным соотношением соответствующих темпов туннельных переходов $P_{\Gamma-X_z} \gg P_{\Gamma-X_{xy}+TA} \gg P_{\Gamma-X_{xy}}$. Такое соотношение величин $P_{\Gamma-X_z}$, $P_{\Gamma-X_{xy}+TA}$ и $P_{\Gamma-X_{xy}}$ подтверждено также результатами исследований спектров фотолюминесценции GaAs/AlAs гетероструктур, проведенных в рамках работ [5,26]. Малая вероятность упругих переходов в состоянии боковых X_{xy} долин обусловлена тем, что для осуществления таких переходов требуется значительное изменение поперечного волнового вектора k_{xy} на величину, сопоставимую со значением волнового вектора на краю зоны Бриллюэна, то есть на $q \approx 2\pi/a$, где a – постоянная решетки.

Как уже отмечалось выше, наиболее вероятными причинами наличия донорных примесей Si в барьере являются их диффузия из сильнолегированных областей в процессе роста гетероструктур и остаточная (фоновая) концентрация Si в ростовой камере. Вследствие этого Si доноры окажутся достаточно равномерно распределены в слое AlAs и, поскольку энергия связи доноров зависит от их положения в слое [35], резонансное туннелирование через состояния доноров,

расположенных в различных позициях, будет происходить при различных значениях приложенного напряжения. Это могло бы привести к значительному уширению экспериментальных донорных резонансов. Однако, поскольку резонансное туннелирование через состояния доноров, расположенных вблизи середины слоя AlAs, обладает наибольшей вероятностью и вносит преимущественный вклад в суммарный ток [45] а энергии связи таких примесных состояний максимальны [35], туннельные переходы через «серединные» (центральные) донорные состояния определяют достаточно резкие (в смысле величины изменения тока на единицу измерения напряжения) пороги для туннелирования через различные типы (X_{xy}^D или X_z^D) донорных состояний в слое AlAs в целом и с хорошей точностью соответствуют максимумам d^2I/dV^2-V зависимости. Сказанное выше позволило нам непосредственно на основании идентификации резонансных особенностей экспериментальной d^2I/dV^2-V характеристики определить энергии связи центральных X_{xy}^D и X_z^D состояний как $E_B(X_{xy}^D) \approx 70$ мэВ и $E_B(X_z^D) \approx 50$ мэВ соответственно, которые находятся в хорошем согласии с результатами теоретической работы [35].

Дополнительные исследования $\Gamma - X$ магнитотуннелирования в магнитном поле, параллельном транспортному направлению, $B \parallel I$ ($B \parallel z$), позволили нам подтвердить результат идентификации особенности С на $d^2I/dV^2 - V$ характеристике при $B = 0$ как порога для $\Gamma - X_{z1}$ резонансных переходов и определить значение поперечной эффективной массы m_t в X долинах AlAs. Приложение $B \parallel I$ приводит к квантованию движения электронов в плоскости xu , проявляющемуся как формирование уровней Ландау с энергиями $(n_{\Gamma,X} + 1/2) \hbar\omega_c$, где $n_{\Gamma,X} = 0, 1, 2 -$ номера уровней Ландау в Γ и X подзонах, соответственно, $\omega_c = eB/m_{\Gamma,X}^*$ - циклотронная частота, а $m_{\Gamma,X}^*$ в последнем выражении - циклотронная масса. В работе [4] исследовалось магнитотуннелирование в подобных нашим GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах и резонансные переходы электронов между состояниями различных Γ уровней Ландау в аккумуляционном слое и X уровней Ландау в AlAs барьере наблюдались как пики на экспериментальных $d^2I/dV^2 - V$ зависимостях при напряжениях, соответствующих совпадению их энергий

$$eV = \alpha(\Delta E_{\Gamma-X} + \hbar eB[(n_x + 1/2)/m_x^* - (n_\Gamma + 1/2)/m_\Gamma^*]), \quad (2.1)$$

где $\Delta E_{\Gamma-X}$ - разность энергий минимумов Γ и X подзон, α - коэффициент пропорциональности между приложенным напряжением и относительным изменением энергий Γ и X состояний. Идентификация резонансных особенностей на полученных нами $dI/dV - V$ характеристиках (смотри рис.12) производилась на основе подхода, предложенного в [4], с использованием зависимостей концентрации электронов в аккумуляционном слое и напряженности электрического слоя в барьерном слое AlAs (и эмиттерном околобарьерном слое GaAs), полученных ранее из анализа осцилляций Шубникова – де Гааза [16] и (или) упоминавшихся выше самосогласованных вычислений. Знание указанных зависимостей позволяло определить число уровней Ландау под уровнем Ферми в аккумуляционном слое для произвольных значений напряжения V и магнитного поля B , а также предполагаемые значения V и B , при которых должны наблюдаться резонансные особенности, соответствующие переходам между Γ и X уровнями Ландау. Процедура идентификации существенно упрощалась тем фактом, что при $V < 1.4$ В и $B > 9$ Т, когда наблюдаются самые яркие особенности на экспериментальных $dI/dV - V$ характеристиках, под уровнем Ферми аккумуляционного слоя находятся лишь два уровня Ландау с номерами $n_{\Gamma} = 0, 1$. Кроме того, изначально предполагалось, что наблюдаемая структура резонансных особенностей обусловлена переходами через состояния X_{z1} уровней Ландау, поскольку, как продемонстрировано в [4], проявление $\Gamma - X_{xy}$ переходов между уровнями Ландау на транспортных характеристиках осложняется менее явной («замытой» из-за уширения уровней) структурой X_{xy} уровней Ландау вследствие того, что величина циклотронной массы, соответствующей X_{xy} уровням Ландау значительно превосходит величину циклотронной массы для X_z уровней Ландау. В результате было определено, что наиболее яркие особенности на $dI/dV - V$ зависимости при $B > 5$ Т, обозначенные на рис.12 стрелками, соответствуют переходам между состояниями Γ и X_{z1} уровней Ландау со следующими наборами индексов (n_{Γ}, n_X) : (2, 2), (1, 1), (0, 0). Затем была произведена подгонка предполагаемых расчетных резонансных напряжений, определявшихся с помощью выражения (2.1), к экспериментальным данным с использованием в качестве подгоночного параметра циклотронной массы m^*_X .

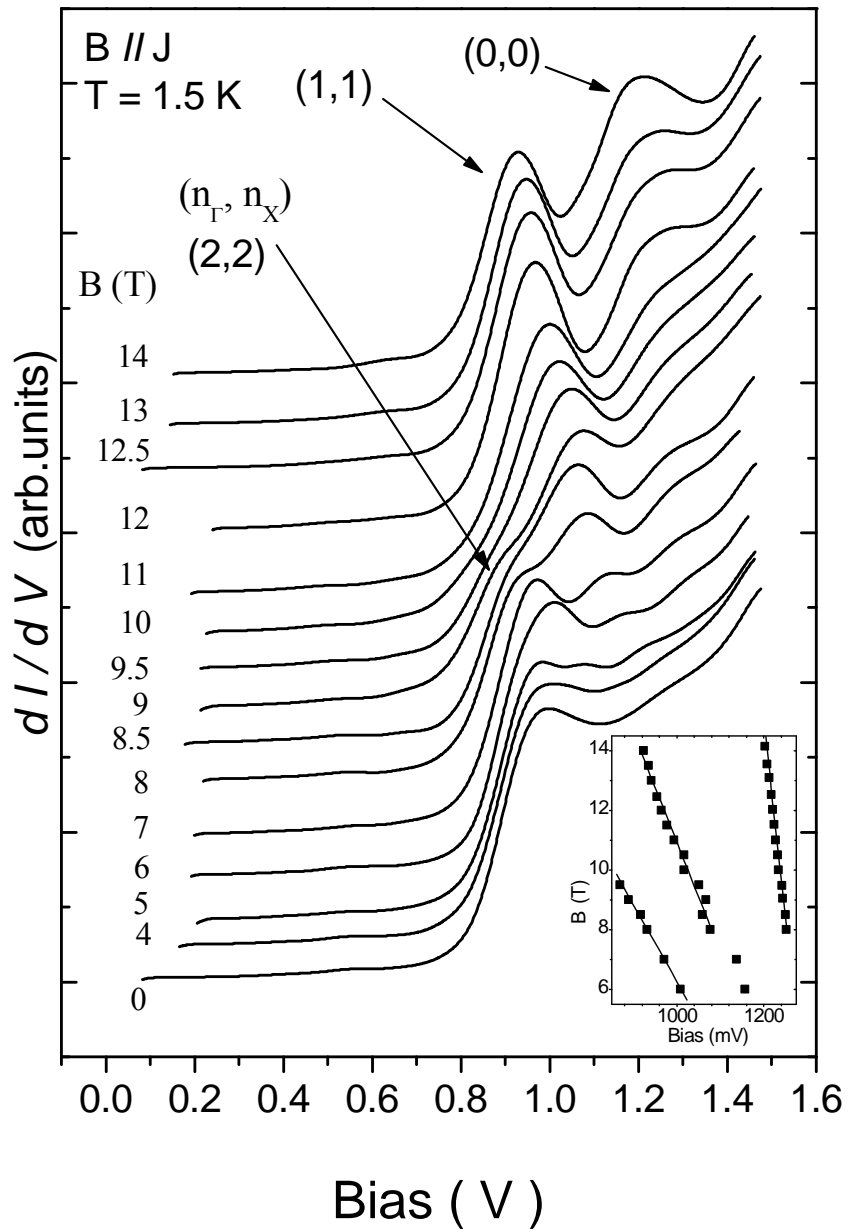


Рис.12. Экспериментальная $dI/dV - V$ зависимость при $T = 1.5$ К в интервале $B \parallel J$ от 0 до 14 Т. На вставке показаны положения пиков проводимости при различных значениях B .

Подгонка производилась последовательно для каждого набора особенностей при фиксированном B , что позволяло полагать значение $\Delta E_{\Gamma-X}$ одинаковым в уравнениях (2.1) для всех особенностей набора. Кроме того, величина α также полагалась одинаковой в каждом упомянутом случае, что проверялось с помощью самосогласованных расчетов и с достаточной точностью ($\leq 5\%$) соответствует реальному положению вещей. Используемое нами значение $m_{\Gamma}^* = 0,067 m_0$ считается надежно установленным. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными (показано на вставке к рис.12) было получено для $m_X = (0.2 \pm 0.02) m_0$, совпадающей с обычно используемой величиной поперечной эффективной массы в X долинах AlAs $m_t = 0.19 m_0$. Циклотронное движение электронов при наличии $B \parallel z$ происходит в плоскости xy . Для электронов, находящихся в X_z состояниях, циклотронному движению в k – пространстве соответствует круговое движение по поверхности эллипсоидов постоянной энергии X_z . Вследствие этого, циклотронная масса, соответствующая состояниям X_z уровней Ландау есть поперечная эффективная масса m_t^* в X долинах. Однако, электроны, находящиеся в X_{xy} состояниях, описывают в k - пространстве эллиптические орбиты по поверхностям эллипсоидов постоянной энергии X_x и X_y . Поэтому для состояний X_{xy} уровней Ландау циклотронная масса дается выражением $(m_t^* \cdot m_l^*)^{1/2} \sim 0.5 m_0$. Таким образом, определенное нами значение циклотронной массы $m_x^* \approx m_t^*$ подтверждает идентификацию особенностей на $dI/dV - V$ зависимости в $B \parallel I$ (смотри рис.10) как следствия $\Gamma - X_z$ переходов между уровнями Ландау. Вдобавок, этот результат является еще одним подтверждением того, что особенность C на рис.10 обусловлена резонансными $\Gamma - X_{z1}$ переходами, как было установлено ранее на основании самосогласованных расчетов при $B = 0$. Следует, наконец, отметить, что определенное нами значение m_t^* отличается от полученного в работе [4] из анализа $\Gamma - X_z$ магнитотуннелирования между уровнями Ландау. Противоречивые значения поперечной эффективной массы m_t^* сообщаются также во многих из упоминавшихся во введении к данной главе работах последнего периода.

Завершая данный раздел, сформулируем кратко результаты описанных выше исследований транспорта через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры. Итак, нами были обнаружены особенности транспортных характеристик, однозначно идентифицированные как проявления резонансного $\Gamma - X$ туннелирования через

квазиограниченные X состояния и через различные донорные X^D состояния в слое AlAs. Идентификация производилась на основании самосогласованных вычислений напряжений, соответствующих порогам резонансных переходов, с привлечением результатов анализа магнитоосцилляций Шубникова – де Гааза в данных структурах. Результаты идентификации продемонстрировали, что энергии донорных X^D состояний преимущественно определяются пространственным ограничением в слое AlAs (шириной X квантовой ямы), влияющим на энергии X_{xy} и X_z состояний и на величины энергий связи донорных X^D_{xy} и X^D_z состояний и наличием в слое AlAs двухосного напряжения, приводящим к расщеплению X_{xy} и X_z долин. Эти же результаты позволили нам напрямую определить энергии связи «центральных» донорных X^D_{xy} и X^D_z состояний как $E_B(X^D_{xy}) \approx 70$ мэВ и $E_B(X^D_z) \approx 50$ мэВ, соответственно. Анализ эволюции структуры резонансных особенностей, обусловленных туннельными переходами между Γ и X уровнями Ландау, с изменением магнитного поля дал нам возможность для определения величины поперечной эффективной массы m^*_t в X долинах AlAs и подтвердил результат идентификации основного низкоэнергетического резонанса на транспортных характеристиках при $B = 0$ как проявления $\Gamma - X_{z1}$ туннельных переходов.

2.3. Тонкая структура донорных резонансов как проявление туннельных переходов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера».

В предыдущем разделе мы сообщили о наблюдении особенностей транспортных характеристик однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктур, вызванных резонансно-туннельными переходами через донорные состояния Si, связанные с X_{xy} и X_z долинами в тонком слое AlAs, и об определении энергий связи таких состояний. Здесь же сообщается об обнаружении дополнительной тонкой структуры вышеупомянутых особенностей транспортных характеристик (донорных резонансов), обусловленной туннельными переходами через состояния Si доноров, находящихся в различных возможных положениях (в направлении роста z) в слое AlAs, т.е. в различных атомных слоях AlAs, и обладающих, вследствие этого, как показано в [35], различными значениями энергии связи.

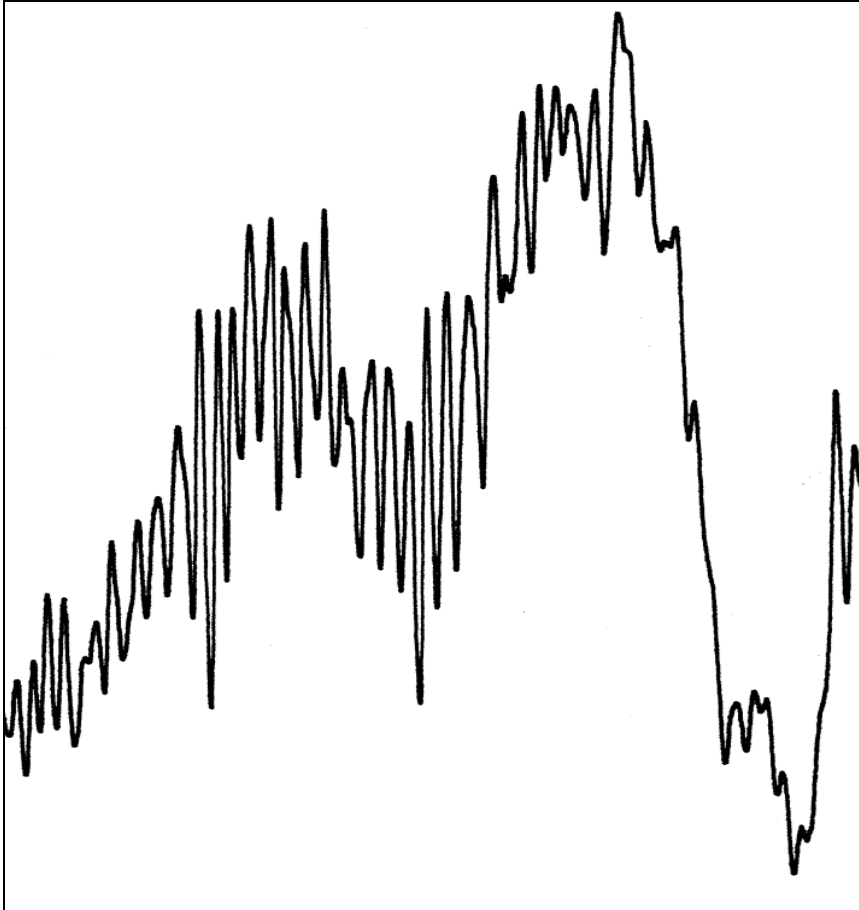
Прежде тонкая структура донорных резонансов наблюдалась при исследовании туннелирования через РТД с GaAs квантовой ямой, центральные слои которой были легированы донорными примесями [46,47]. Однако, в этом случае тонкая структура оказывалась отражением мезоскопических флуктуаций проводимости, обусловленных статистическими флуктуациями квазинепрерывной плотности локализованных состояний доноров. Причиной же последних являлись значительные флуктуации электростатического потенциала в области квантовой ямы, индуцированные заряженными примесями, хаотически расположенными в обедненной области легированного коллекторного контакта. Энергии донорных состояний в GaAs квантовой яме, таким образом, преимущественно определялись в этой ситуации не зависимостью энергии связи от местоположения донора, а случайными флуктуациями электростатического потенциала в области ямы и оказывались, в результате, также случайными.

Теоретические расчеты показали, что зависимость энергии связи водородоподобных доноров от их положения в слое AlAs значительно сильнее аналогичной зависимости для доноров в слое GaAs [35,48,49]. Так разница энергий связи в центре и на краю слоя AlAs толщиной 5 нм (как в нашем случае) и, следовательно, разница энергий связи доноров, находящихся в соседних атомных слоях, практически на порядок превосходят соответствующие значения для слоя GaAs равной толщины. Вследствие этого возможные случайные флуктуации электростатического потенциала уже не могут оказывать определяющего влияния на энергии донорных состояний в слое AlAs, что и позволило нам зарегистрировать тонкую структуру донорных резонансов, отдельные составляющие которой отвечают резонансному туннелированию через одноподобные состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера». Эволюция тонкой структуры в сильном магнитном поле, параллельном направлению тока, наблюдавшаяся нами, также объясняется в рамках представлений о туннелировании через состояния доноров, находящихся в различных позициях в слое AlAs, предполагающих, в соответствии с теорией [35;41], наличие существенных зависимостей энергии связи доноров от их местоположения и от магнитного поля, и, в результате, является независимым подтверждением интерпретации тонкой структуры. Таким образом в данном разделе демонстрируется возможность измерения разницы значений энергии связи доноров, расположенных в соседних

атомных слоях AlAs «барьера», с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

Дополнительная тонкая структура донорных резонансов в параллельном току магнитном поле $B = 5.7$ Т при температуре 4.2 К представлена на рис.13. Крупномасштабные особенности $d^2I / dV^2 - V$ характеристики на рис.13 соответствуют, как показано нами ранее, резонансному туннелированию через группы донорных состояний, связанных с X_{xy} и X_z долинами AlAs, в целом. Отдельные же особенности тонкой структуры отвечают туннельным переходам через однотипные (X_{xy}^D или X_z^D) состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs. Тонкая структура донорных резонансов наблюдалась и в отсутствие магнитного поля (смотри рис.14), однако она становилась все более явной по мере его увеличения. Следует отметить, что изменения количества отдельных особенностей, составляющих тонкую структуру, с ростом магнитного поля практически не наблюдалось. Рост амплитуд особенностей тонкой структуры с магнитным полем может быть обусловлен следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, приложение магнитного поля приводит к добавочной локализации донорных состояний (увеличению их энергий связи) и, как следствие, к уменьшению уширений соответствующих энергетических уровней. Во-вторых, значение плотности состояний на уровне Ферми в аккумуляционном слое, имеющее определяющее влияние на амплитуды резонансных особенностей, в присутствии магнитного поля (в случае близости к уровню Ферми очередного уровня Ландау) может существенно превосходить соответствующее бесполовое значение. Таким образом, можно сказать, что магнитное поле только лишь проявляет тонкую структуру, не изменяя ее природу по существу. При $B > 10$ Т, тонкая структура становится хорошо заметной даже на $dI / dV - V$ зависимостях (смотри рис.15 для $B = 14$ Т). Отметим, что относительно большие амплитуды особенностей тонкой структуры низкоэнергетического X_{xy} донорного резонанса на рис.13 обусловлены лишь тем обстоятельством, что при $B = 5.7$ Т (и в близких значениях B) в интервале напряжений, соответствующих совпадению с уровнем Ферми в аккумуляционном слое донорных состояний, туннелирование через которые проявляется как тонкая структура X_{xy} донорного резонанса, уровень Ландау с номером $n = 2$ находится

$$d^2I/dV^2$$



Bias (mV)

Рис.13. d^2I/dV^2 - V зависимость экспериментального образца в параллельном току магнитном поле $B=5.7$ Т при $T=4.2$ К.

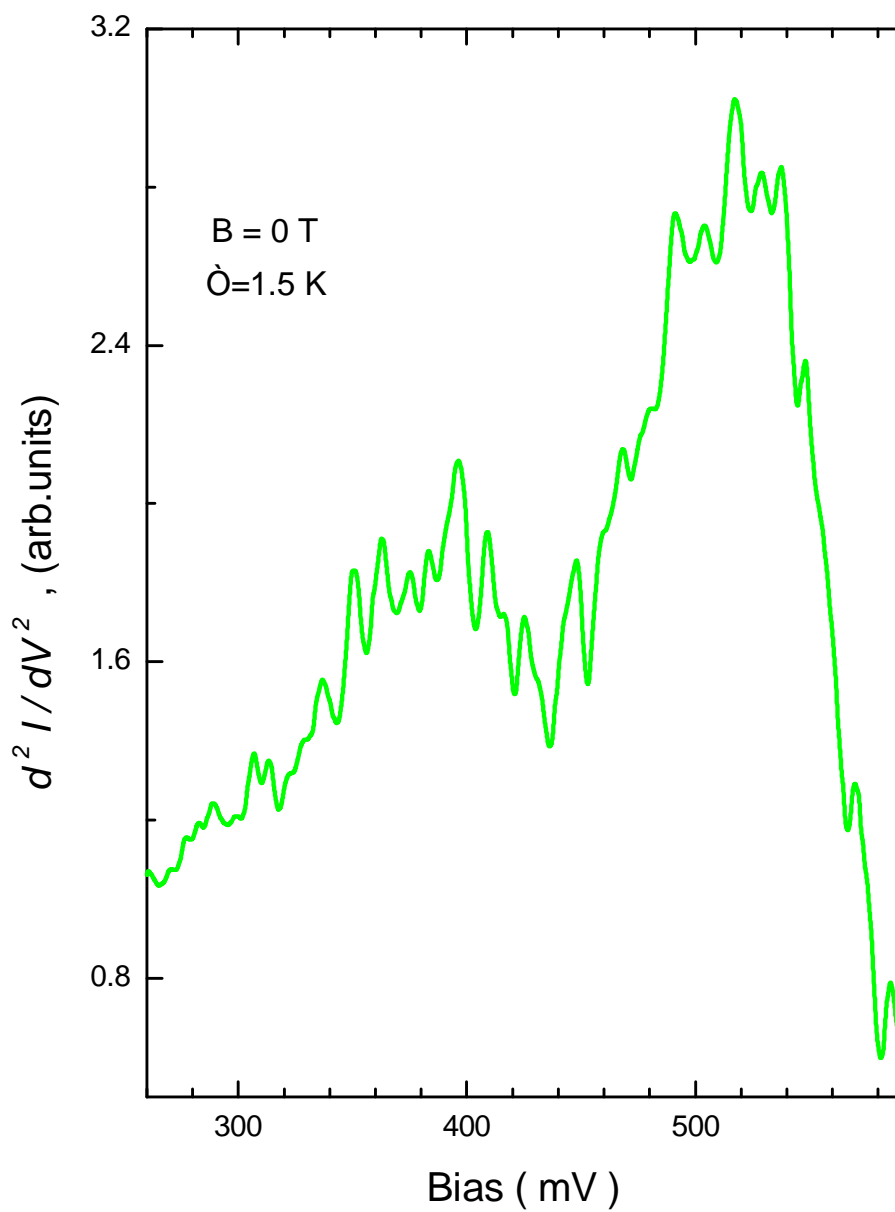


Рис.14. Экспериментальная $d^2 I / dV^2 - V$ зависимость в области X_{XY} и X_Z донорных резонансов при $B=0$ Т и $T=1.5$ К.

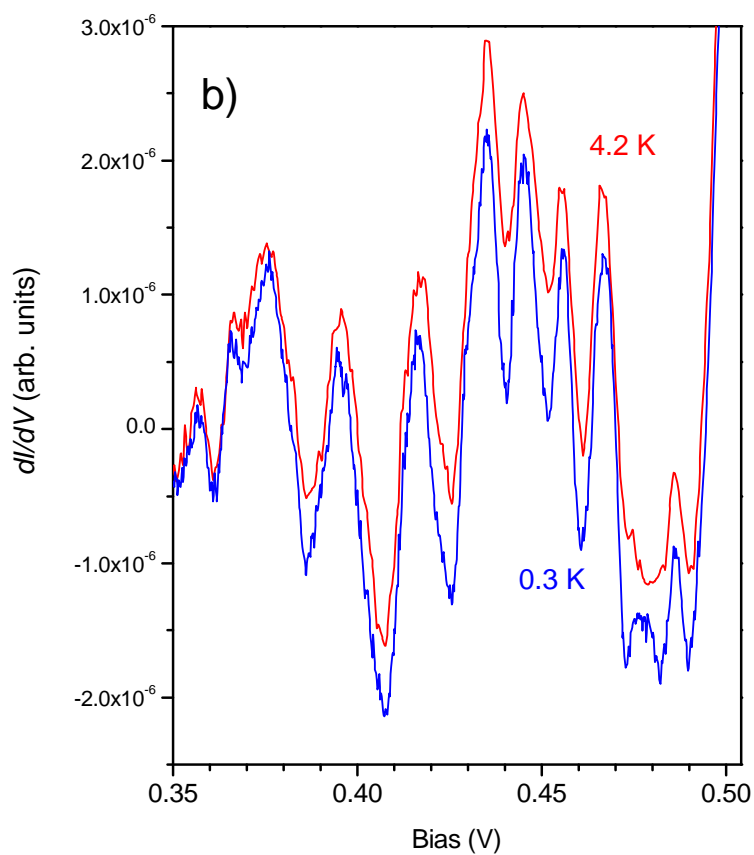
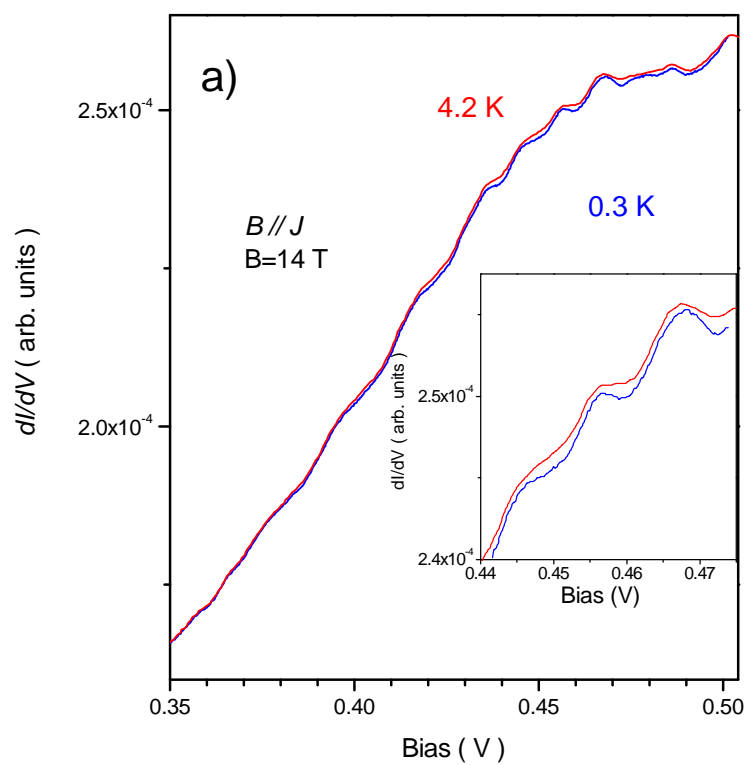


Рис.15. а) - экспериментальная dI/dV - V характеристика в области X_{XY} донорного резонанса в параллельном току магнитном поле $B = 14 \text{ T}$ при температурах 0.3 и 4.2 K, б) $5d^2I/dV^2$ - V характеристика за вычетом монотонной компоненты.

вблизи уровня Ферми и, следовательно, плотность состояний на уровне Ферми относительно велика. При более же высоких напряжениях, соответствующих туннелированию через донорные X_z^D состояния, этот уровень Ландау находится еще на некотором удалении от уровня Ферми и плотность состояний на уровне Ферми, соответственно, относительно мала. С увеличением V ситуация с амплитудами особенностей тонкой структуры X_{xy} и X_z донорных резонансов меняется, естественно, на прямо противоположную. Тонкая структура оказывалась специфичной, но точно воспроизводимой для каждого образца, даже после термоциклирования. Кроме того, она являлась в достаточной мере регулярной (смотри рис.13) и средний период составлял около 15 мВ, что соответствует, с учетом полученного из самосогласованных вычислений значения коэффициента пропорциональности между относительным изменением энергий донорных состояний и приложенным напряжением, разнице энергий 1.2 мэВ. Повышение температуры до 20 К ($kT \approx 1.25$ мэВ) приводит, как видно из рис.16, к существенному подавлению большинства особенностей тонкой структуры вследствие температурного уширения функции распределения Ферми в аккумуляционном слое, и при $T = 30$ К тонкая структура практически полностью исчезает. Понижение температуры от 4.2 до 0.4 К (смотри рис.15) приводило к увеличению амплитуд особенностей тонкой структуры, разрешению одной дополнительной особенности при $V \approx 0.48$ В и проявлению еще более тонкой структуры (субструктуры) отдельных особенностей. Таким образом, количество особенностей тонкой структуры остается практически неизменным в интервале температур от 0.4 до 20 К. Это указывает на то, что в данном интервале температур наименьшая разница энергий донорных состояний превышает kT .

Далее рассмотрим наши экспериментальные данные более подробно в связи с существованием двух альтернативных возможных причин появления тонкой структуры. Во-первых, причиной появления тонкой структуры резонансов могут оказаться, как продемонстрировали исследования $\Gamma - \Gamma$ туннелирования в двухбарьерных GaAs/AlAs гетероструктурах, шероховатости гетероповерхностей [50]. Однако, энергия связи донора в AlAs обладает более сильной зависимостью от местоположения донора в слое AlAs нежели от толщины самого слоя [35]. Так, например, изменение толщины исходно 5нм-го слоя AlAs на два монослоя (типичное

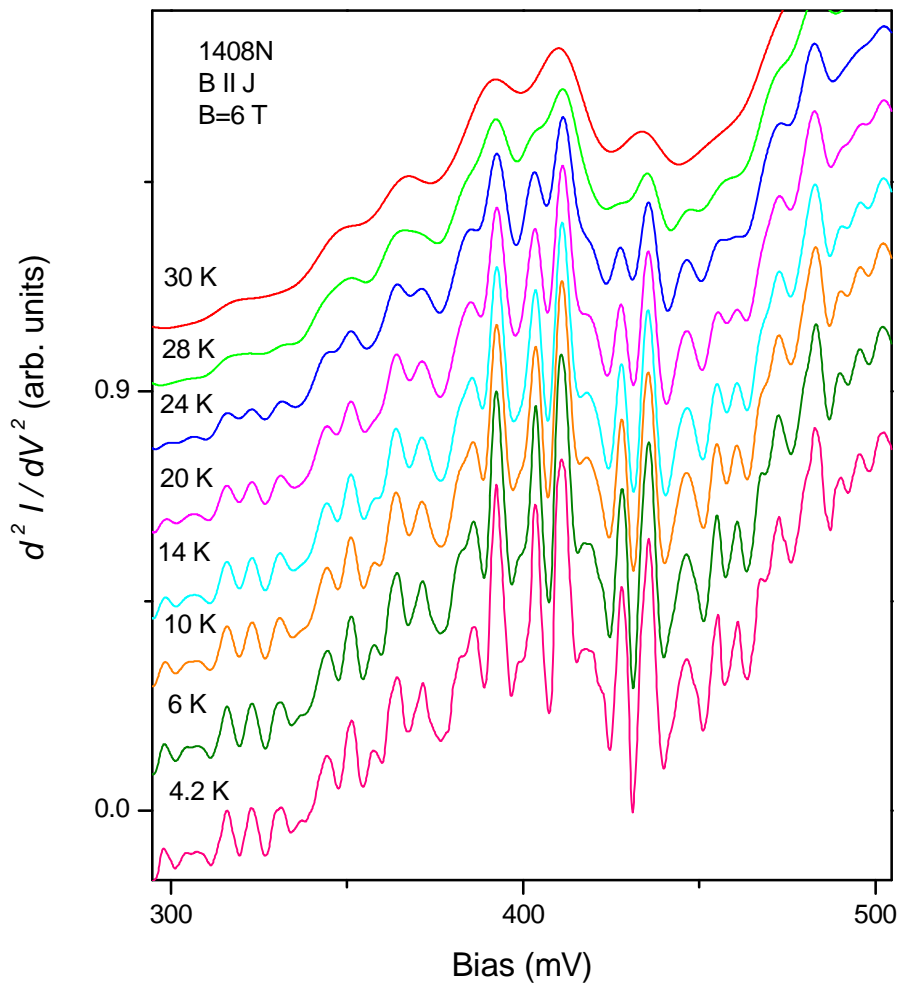


Рис.16. Экспериментальная $d^2 I / dV^2 - V$ зависимость в области X_{XY} донорного резонанса в параллельном току магнитном поле $B=6$ Т в интервале температур от 4.2 до 30 К.

значение шероховатости гетероповерхностей при молекулярно-лучевой эпитаксии) приводит к изменению энергий связи центральных X_{xy}^D и X_z^D доноров на 4 и 2 мэВ соответственно. Различие же энергий связи доноров, расположенных в центре (середине) 5 нм-го слоя AlAs и на его границе составляет 20 и 30 мэВ для X_{xy}^D и X_z^D доноров соответственно. Поэтому мы полагаем, что шероховатости гетероповерхностей не могут быть причиной тонкой структуры в нашей ситуации. Во-вторых, присутствие доноров в квантовой яме GaAs/AlAs РТД может приводить к мезоскопическим флуктуациям дифференциальной проводимости, обусловленным статистическими флуктуациями квазинепрерывной плотности локализованных донорных состояний [46,47]. Такие флуктуации проявляют себя как тонкая структура донорных резонансов. Статистические флуктуации плотности состояний доноров являются следствием наличия сильных случайных флуктуаций электростатического потенциала в квантовой яме, вызванных заряженными примесями, хаотически расположенными в обедненной области легированного коллекторного контакта. Как амплитуды, так и количество наблюдавшихся флуктуаций проводимости (или их типичный период по напряжению) одновременно уменьшались с ростом температуры от 0.5 до 4.2 К, при которой флуктуации практически исчезали. Для объяснения таких температурных зависимостей авторы использовали модифицированную теорию мезоскопических флуктуаций Ларкина – Матвеева [51]. Донорные состояния в AlAs (в отличие от донорных состояний в GaAs) оказываются значительно сильнее локализованными и энергии связи Si доноров, находящихся в соседних атомных слоях, в AlAs различаются существенно больше (почти на порядок) чем в GaAs [35]. Поэтому случайные флуктуации электростатического потенциала оказывают гораздо меньшее влияние на спектр донорных состояний в AlAs. В результате спектр донорных состояний в AlAs слое определяется преимущественно зависимостью энергии связи от местоположения донора. Как регулярность расположения особенностей наблюдавшейся нами тонкой структуры, так и совпадение количества наблюдавшихся особенностей с количеством возможных положений Si доноров в слое AlAs толщиной 5 нм подтверждают несущественность влияния флуктуаций электростатического потенциала на спектр донорных состояний в AlAs в нашей экспериментальной ситуации. Тонкая структура X_{xy} донорного резонанса (также, как и X_z резонанса) состояла, в среднем, из 22 особенностей, тогда как Si доноры в слое AlAs толщиной 5 нм могут располагаться в

20 различных атомных слоях. Разница энергий связи X_{xy} доноров, расположенных в центре и на границе слоя AlAs для нашего случая составляет 35 мэВ [35]. Поэтому среднее различие соответствующих донорных уровней должно быть приблизительно равным 1.65 мэВ. Средняя разность напряжений между соседними особенностями наблюдавшейся нами тонкой структуры составляла 15 мВ, что соответствует разности энергий 1.2 мэВ и находится в хорошем согласии с предыдущей оценкой. Как уже отмечалось выше, с увеличением температуры от 0.4 до 20 К амплитуды особенностей тонкой структуры значительно подавляются. Количество и внешний вид особенностей при этом, однако, остаются практически неизменными. Дальнейшее повышение температуры от 20 до 30 К приводит к полному исчезновению тонкой структуры. Такая эволюция тонкой структуры с ростом температуры обусловлена, по нашему мнению, температурным уширением функции распределения Ферми в аккумуляционном слое и является, таким образом, дополнительным подтверждением предлагаемой нами интерпретации тонкой структуры. Мы полагаем, что в условиях нашего эксперимента случайные флуктуации электростатического потенциала приводят лишь к добавочному неоднородному уширению состояний доноров, расположенных в различных атомных слоях.

Модификация транспортных характеристик наших образцов в $B \parallel I$ оказалась достаточно сложной, поскольку обуславливалась отчасти квантованием Ландау в аккумуляционном слое, а отчасти изменением тонкой структуры. Поэтому для выявления влияния магнитного поля на тонкую структуру мы произвели детальные исследования транспорта при больших значениях магнитного поля ($B > 12$ Т), когда под уровнем Ферми аккумуляционного слоя (в интервале напряжений, соответствующих X_{xy} донорному резонансу), находится только один уровень Ландау, движение которого с ростом B может вызвать только монотонные изменения параметров аккумуляционного слоя и, следовательно, приводить лишь к монотонным смещениям резонансных особенностей. Как видно из рис.17(а), представляющего тонкую структуру X_{xy} донорного резонанса в интервале $B \parallel I$ от 12.75 до 14 Т при $T = 0.4$ К, с ростом B она смещается в сторону меньших напряжений. Зависимость положений максимумов экспериментальной кривой от B

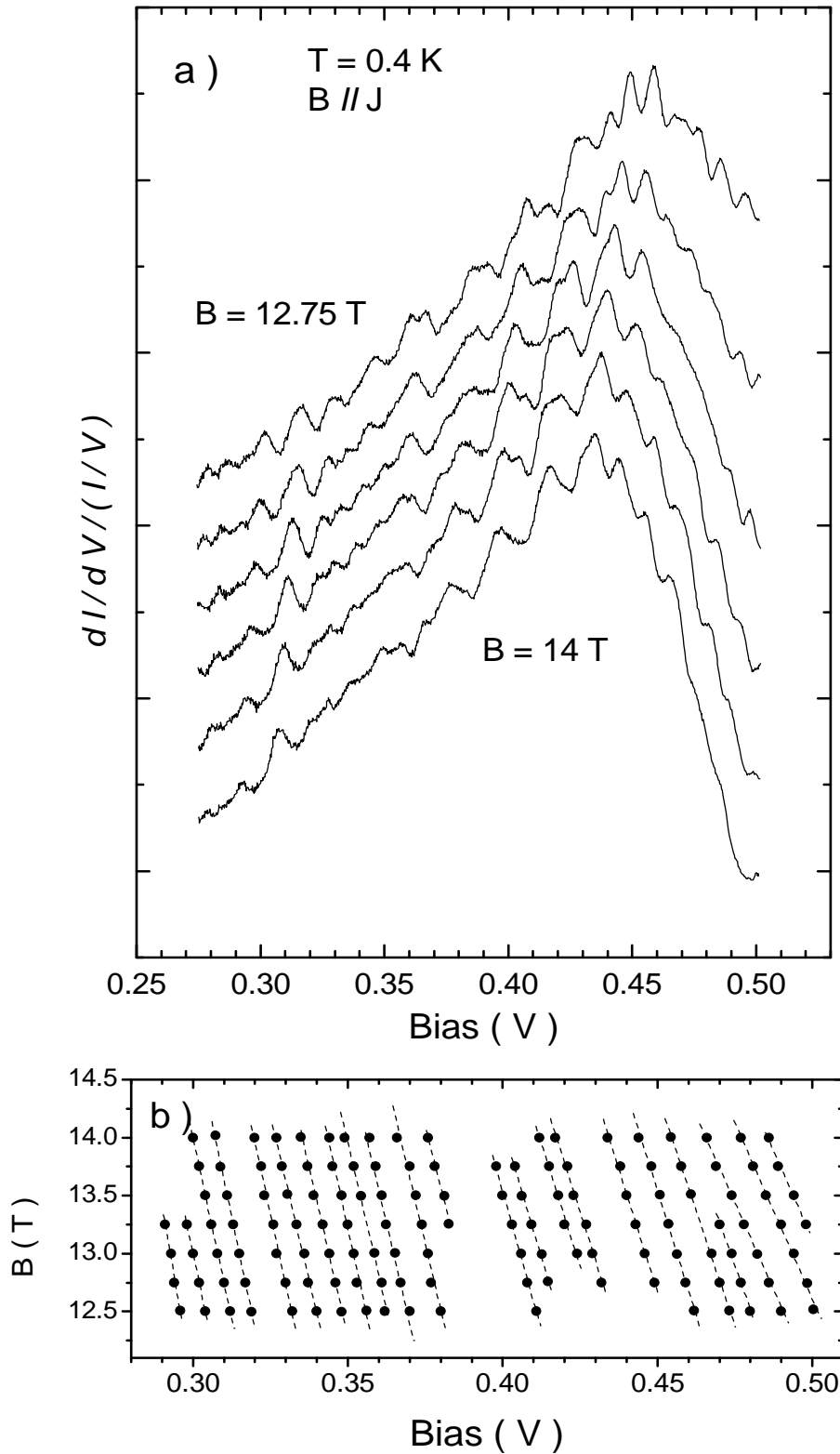


Рис. 17. а) - экспериментальная $dI/dV - V$ характеристика в области X_{xy} донорного резонанса при $T = 0.4$ К в параллельном току магнитном поле от 12.75 до 14 Т, б) - положения пиков тонкой структуры при различных B .

представлена на рис.17(b). Пики тонкой структуры в диапазоне напряжений от 300 до 500 мВ, в области X_{xy} донорного резонанса, движутся при увеличении B со скоростями от 8 до 20 мВ/Т, соответственно, и скорость их движения при этом является монотонно возрастающей функцией напряжения (смотри рис.17(b)). Произведенные нами самосогласованные вычисления показали, что в рассматриваемом интервале напряжений (300 – 500 мВ) отношение приложенного напряжения к падению напряжения в слое AlAs изменяется очень слабо, от 12 до 12.7, и не может заметно влиять на движение резонансных пиков с изменением B . Кроме того, было показано, что в рассматриваемых интервалах напряжения и магнитного поля, изменения параметров аккумуляционного слоя, вызванные движением уровня Ландау, также незначительны и не могут быть причиной столь существенного различия скоростей движения пиков, которое наблюдается экспериментально. Поэтому мы полагаем, что такое различие скоростей связано с тем, что энергии связи в меньшей степени локализованных состояний доноров, расположенных вблизи края слоя AlAs, значительно сильнее зависят от B , чем энергии связи более локализованных состояний доноров, расположенных около середины слоя в соответствии с теоретическими работами [35,41]. Отметим для ясности, что низкоэнергетические особенности тонкой структуры соответствуют туннельным переходам через состояния доноров, находящихся вблизи середины слоя AlAs. Таким образом, поведение тонкой структуры с магнитным полем является независимым экспериментальным подтверждением того, что отдельные особенности тонкой структуры обусловлены резонансным туннелированием через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs. Кроме того, оно подтверждает существенную зависимость энергии связи X доноров от их положения в слое AlAs, предсказанную теоретически [35].

Итак, в данном разделе сообщается об обнаружении тонкой структуры X донорных резонансов, отдельные особенности которой обусловлены резонансным туннелированием через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера». Исследование поведения тонкой структуры в $B \parallel I$ подтвердили наличие существенных зависимостей энергии связи донорных X состояний от положения в слое AlAs и от магнитного поля, предсказанных теоретически. Как результат, продемонстрирована возможность резонансно-

туннельной спектроскопии состояний доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs «барьера», и измерения разницы их энергий связи.

Глава III

НУЛЕВЫЕ АНОМАЛИИ ТРАНСПОРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОБАРЬЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР КАК ПРОЯВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ МЕЖДУ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ДЭГ-ми И ПОДАВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ КУЛОНОВСКОЙ ЩЕЛИ В ТУННЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ.

3.1. Введение

В данной главе будут представлены результаты исследования магнитоосцилляций проводимости в параллельном току магнитном поле ($B \parallel I$) в однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах со спейсерами, обладавших различными толщинами барьеров, позволившие показать, что причиной нулевых аномалий транспортных характеристик этих структур является резонансное туннелирование (РТ) между параллельными двумерными электронными газами (ДЭГ-ми) в обогащенных слоях, образовавшихся по обе стороны барьера из-за наличия в барьере донорных примесей Si. Кроме того, в подтверждение данной интерпретации, будут представлены результаты исследования транспорта через однобарьерные гетероструктуры с преднамеренно, с помощью δ - легирования прибарьерных областей донорами Si, созданными по обе стороны барьера ДЭГ-ами, продемонстрировавшие аналогичные предыдущим структурам без δ - легирования транспортные характеристики. Наконец, будут представлены результаты исследований транспорта как через гетероструктуры с δ - легированием так и без него в $B \parallel I$, продемонстрировавшие в сильных B , когда в каждом из ДЭГ-ов по обе стороны барьера заполнен только один уровень Ландау, подавление РТ-я в узких интервалах вблизи нулевого напряжения (туннельную щель), обусловленное влиянием на процесс туннелирования корреляционного кулоновского взаимодействия электронов в ДЭГ-ах (часто говорят, кулоновским барьером для туннелирования между параллельными ДЭГ-ми или кулоновской щелью на уровне Ферми в туннельной плотности состояний). Этот эксперимент впервые обнаружил наличие кулоновской щели при туннелировании между ДЭГ-ами с относительно

низкими подвижностями (в которых влияние беспорядка, или случайных флуктуаций потенциала, на механизм формирования туннельной щели может оказаться заметным) и дал дополнительное независимое подтверждение интерпретации нулевой аномалии характеристик образцов без δ - легирования. Вдобавок, продемонстрирована аналогичность полученных нами магнитопольных и температурных зависимостей основного энергетического параметра туннельной щели («ширины» щели или энергетического зазора) с наблюдавшимися в экспериментах, в которых изучалось туннелирование между параллельными ДЭГ-ми с высокими подвижностями, где влияние беспорядка традиционно полагается пренебрежимо малым.

Проблема нулевых аномалий является для туннельных структур своеобразной проблемой века. Практически во всех экспериментах с обычными (не сверхпроводящими) туннельными структурами наблюдаются нулевые аномалии (пик сопротивления или пик проводимости), часто существенно искажающие транспортные характеристики и затрудняющие, таким образом, решение экспериментальных и прикладных задач. Подробный обзор ранних экспериментов такого рода и их обсуждение можно найти, например, в монографии Е.Л. Вольфа [52], где, как правило, для конкретных туннельных систем предложены различные модели для описания наблюдавшихся нулевых аномалий, хотя ряд экспериментов так и остался до сих пор без объяснения [53,54]. Туннельные гетероструктуры, несмотря на значительно более контролируемый, по сравнению с другими типами структур, состав, не являются в этом смысле исключением и традиционно демонстрируют наличие нулевых аномалий (смотри, например, [55,56]), причины которых не всегда ясны.

В отдельный класс можно выделить нулевые аномалии, проявляющиеся в транспортных характеристиках туннельных структур в присутствии магнитного поля, такие как, например, туннельные щели, то есть особенности, отражающие наличие кулоновской щели в плотности состояний при туннелировании между ДЭГ-ми. На настоящий момент существует значительное количество теоретических моделей, предсказывающих появление кулоновской щели на уровне Ферми в туннельной плотности состояний для различных случаев туннелирования между параллельными ДЭГ-ми (отличающихся друг от друга степенью беспорядка в ДЭГ-ах, учитывавшейся при моделировании) [57-61]. При этом те немногочисленные

эксперименты, в которых наблюдалось проявление кулоновской щели при туннелировании между параллельными ДЭГ-ми в $B \parallel I$ [59,62] и с которыми мы будем далее производить сравнение наших экспериментальных данных, не описывающихся в полной мере ни одной из существующих теорий (в случае [59] на описание частично претендует [60]) и нашли себе на настоящий момент лишь в большей степени качественное объяснение в рамках представлений о сильнокоррелированной природе двумерных электронных систем (ДЭС) в больших $B \parallel I$, когда заполнен лишь последний уровень Ландау [59]. Упрощенно говоря, каждая ДЭС представляет собой в этом случае сильнокоррелированную электронную жидкость (в ближнем порядке подобную вигнеровскому кристаллу) и щель в туннельной плотности состояний при туннелировании между ними отражает дополнительную энергию, необходимую для быстрого вырывания электрона, который затем будет участвовать в туннельном переходе, из сильнокоррелированной электронной жидкости. Такая же добавочная энергия требуется и для быстрого встраивания туннелирующего электрона в коррелированную электронную жидкость. В результате ширина щели в туннельной плотности состояний определяется, по порядку величины, энергией кулоновского взаимодействия электронов в ДЭС-ме $E_c = e^2 / \epsilon \langle a \rangle$, где $\langle a \rangle$ - среднее расстояние между электронами. Вследствие этого становится ясно, почему при обсуждении подавления туннелирования в B , часто говорят о кулоновском барьере для туннелирования. Наконец отметим, что существующие на настоящий момент эксперименты, в которых наблюдалось проявление кулоновской щели при туннелировании между параллельными ДЭС-ми в $B \parallel I$, проводились с использованием образцов, ДЭС-мы в которых обладали высокими подвижностями ($\mu > 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$). Поэтому такой важный вопрос, как роль беспорядка в формировании щели при туннелировании между ДЭС-ми, остается открытым.

Основу содержания данной главы будут составлять описания следующих проведенных нами исследований туннелирования и магнитотуннелирования через однобарьерные GaAs/AlAs/GaAs гетероструктуры:

1. Проведены исследования магнитоосцилляций проводимости в $B \parallel I$ в однобарьерных гетероструктурах с разными толщинами барьеров. Анализ магнитоосцилляций показал, что причиной нулевых аномалий транспортных характеристик этих структур является РТ между параллельными ДЭГ-ми в

обогащенных слоях, образовавшихся по обе стороны барьеров из-за наличия в барьерах донорных примесей Si.

2. Проведены исследования транспорта через однобарьерные гетероструктуры с преднамеренно, с помощью δ - легирования прибарьерных областей Si донорами, созданными по обе стороны барьера слоями ДЭГ-а. Транспортные характеристики этих гетероструктур в области малых напряжений оказались полностью аналогичны характеристикам структур без δ - слоев Si, что подтвердило интерпретацию нулевых аномалий в структурах без δ - слоев, как проявления РТ-я между параллельными ДЭГ-ми.

3. Проведены исследования транспорта в В || I как через структуры с δ - легированием так и без него, в обоих случаях продемонстрировавшие в сильных В, когда в каждом из ДЭГ-ов по обе стороны барьера заполнен только один уровень Ландау, подавление РТ-я в узких интервалах вблизи нулевого напряжения, обусловленное формированием в условиях ультраквантового предела кулоновской щели на уровне Ферми в туннельной плотности состояний. Сравнение наших экспериментальных данных с результатами предыдущих экспериментов, в которых исследовалось туннелирование между высокоподвижными ДЭГ-ми, дало нам основание полагать, что в наших экспериментах впервые обнаружено проявление кулоновской щели при туннелировании между низкоподвижными параллельными ДЭГ-ми в ультраквантовом пределе. Вдобавок, аналогичность поведения транспортных характеристик образцов с δ - легированием и без него, явилась дополнительным независимым доказательством интерпретации нулевых аномалий.

3.2. Магнитоосцилляции проводимости в однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах и особенности транспорта электронов через эти структуры в области малых напряжений

В данном разделе будут представлены результаты исследования магнитоосцилляций проводимости в $B \parallel I$ в однобарьерных симметричных гетероструктурах со спейсерами, анализ которых показал, что причиной нулевых аномалий транспортных характеристик этих структур является РТ между параллельными ДЭГ-ми в обогащенных слоях, образовавшихся по обе стороны барьеров из-за наличия в барьерах донорных примесей Si. Кроме того, будут представлены результаты исследования транспорта в $B \parallel I$, продемонстрировавшие подавление туннелирования между ДЭГ-ми, обусловленное проявлением кулоновской щели в туннельной плотности состояний.

Образцы, исследовавшиеся в данном разделе полностью аналогичны исследовавшимся в Главе 1, где и дано их подробное описание. $dI/dV - V$ и $dI/dV - B$ зависимости измерялись, как и прежде, с использованием стандартной модуляционной методики.

$dI/dV - V$ характеристика образца с 5 нм барьером, измеренная при $T = 4.2$ К в интервале $B \parallel I$ от 0 до 15 Т, представлена на рис.18. Как видно из рисунка, $dI/dV - V$ характеристика в области малых напряжений демонстрирует наличие нулевой аномалии типа пик проводимости, связанной, как будет видно из дальнейшего, с РТ-ем между ДЭГ-ми по разные стороны барьера. Детали поведения $dI/dV - V$ характеристики с ростом B также будут прояснены позже, однако уже здесь стоит указать на подавление проводимости при околонулевых напряжениях начиная с $B=12$ Т, которое является, предположительно, проявлением кулоновской щели. Аналогичные характеристики демонстрировали и образцы с другими толщинами барьеров, однако наиболее яркие (с точки зрения величины нулевой аномалии и проявления кулоновской щели в B) характеристики показал образец с 2.5 нм барьером (смотри рис.19), которые мы будем наиболее активно анализировать в дальнейшем. Вероятно, причиной несколько большей амплитуды нулевого резонанса (аномалии) в этих образцах является наименьшая толщина туннельного барьера. Как

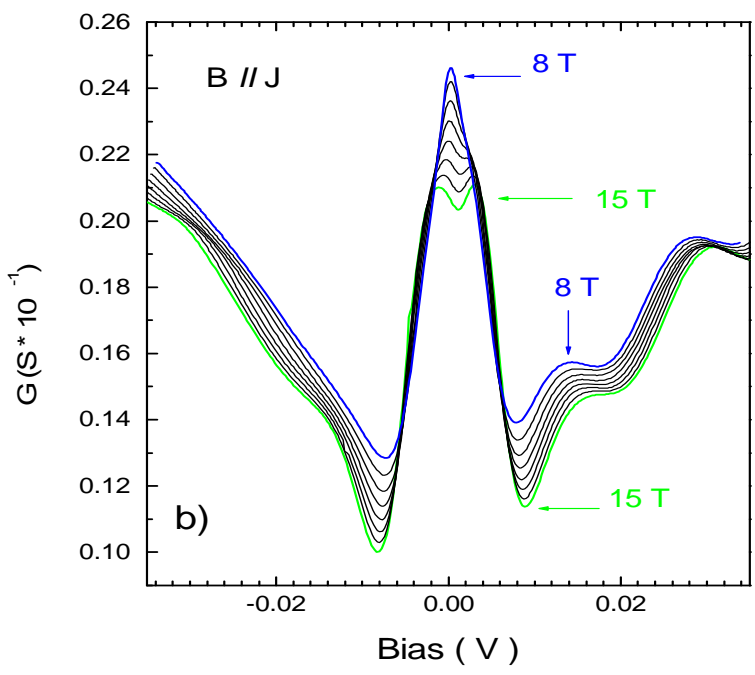
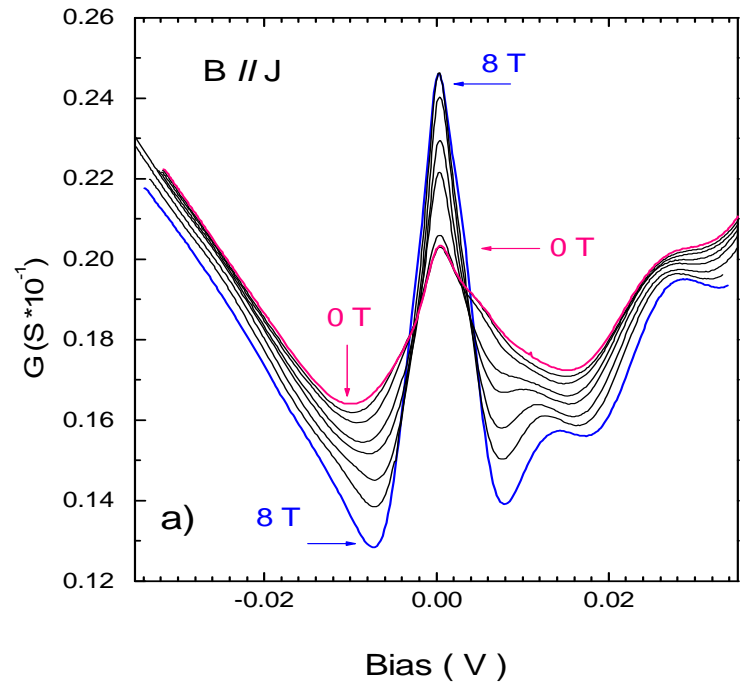


Рис.19. Экспериментальные dI/dV - V характеристики образца с барьером толщиной 2.5 нм, измеренные при $T=4.2$ К, в параллельном току магнитном поле от 0 до 15 Т.

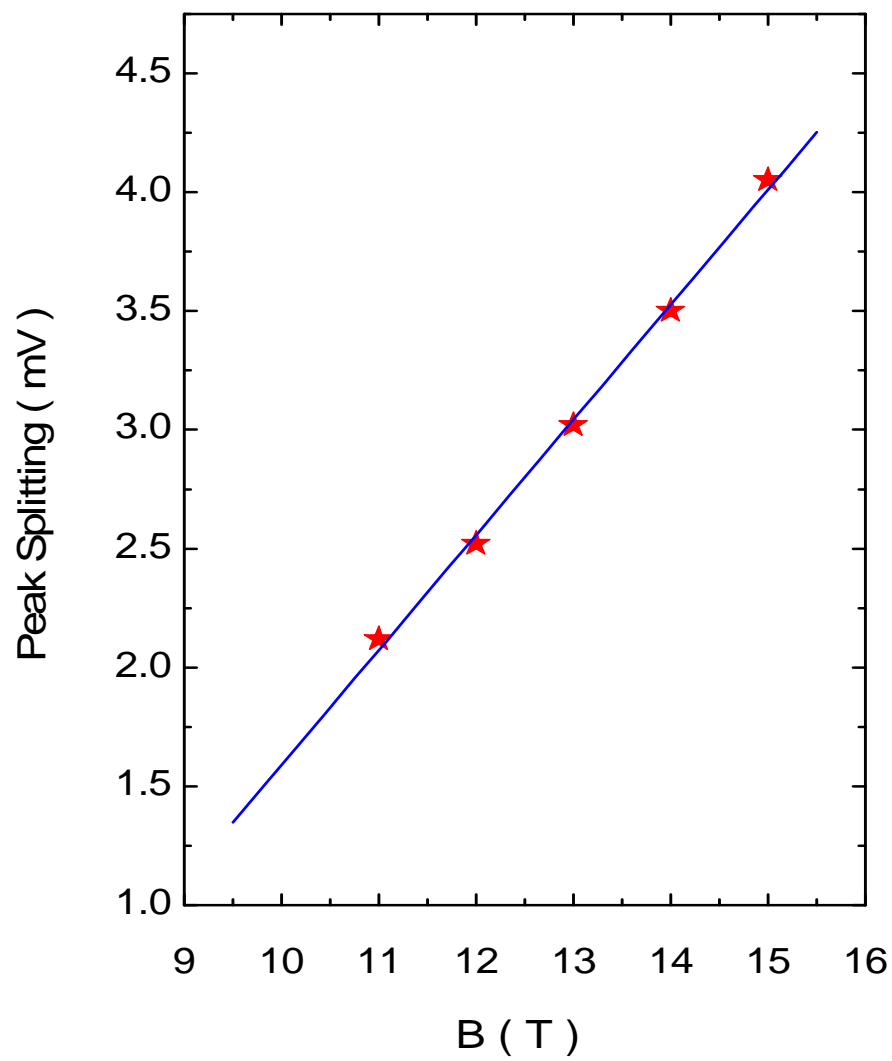


Рис.20. Зависимость ширины щели Δ от величины $B // J$.

видно из рис.19, на характеристиках образцов с 2.5 нм барьерами наиболее ярко проявляется и подавление проводимости при $B > 8T$ (туннельная щель). Зависимость параметра туннельной щели, выбранного по традиции, как разность напряжений максимумов $dI/dV - V$ характеристики, от B представлена на рис.20. Она оказывается в достаточной степени линейной (аналогично [59,62]) и описывается выражением $\Delta \approx 0.3 \hbar\omega_c$.

Однако, вернемся к проблеме нулевых аномалий. Для выяснения их природы были проведены измерения $dI / dV - B$ зависимостей всех типов образцов при различных напряжениях. Магнитоосцилляции проводимости с ростом B при больших напряжениях, приложенных к подобным нашим однобарьерным структурам, отражают формирование и движение относительно уровня Ферми уровней Ландау в эмиттерном аккумуляционном слое [63]. Их обработка в соответствии со стандартной процедурой позволяет определить значения энергии Ферми и концентрации электронов в аккумуляционном слое при данном напряжении в отсутствие B . Типичный вид полученной нами $dI / dV - B$ зависимости представлен на рис.21. Все типы образцов показывали наличие ясно различимых осцилляций при больших напряжениях, с той лишь разницей, что осцилляции в образцах с 2.5 нм барьерами были значительно более уширенными (чем в образцах с 5.0 и 3.5 нм барьерами), что, очевидно, связано с меньшим временем жизни электронов в эмиттерном аккумуляционном слое, ограниченном 2.5 нм барьером. Полученная в результате обработки осцилляций в образце с 5 нм барьером зависимость энергии Ферми от напряжения ($E_F (V)$) представлена на рис.22 (подобные зависимости продемонстрировали и остальные образцы). Экстраполяция данной зависимости к нулевому напряжению указывает на наличие значительной концентрации электронов ($\sim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в слое ДЭГ-а в отсутствие напряжения, причиной чего, вероятно, является существование при $V = 0$ остаточного (сформированного не в результате приложения напряжения к структуре) обогащенного электронного слоя в эмиттерной прибарьерной области. Поскольку аналогичные зависимости энергии Ферми (и концентрации электронов) от напряжения были получены и для $V < 0$ и вследствие симметричности наших структур следует полагать, что при $V = 0$ обогащенные слои с практически одинаковыми концентрациями электронов в них существуют в прибарьерных

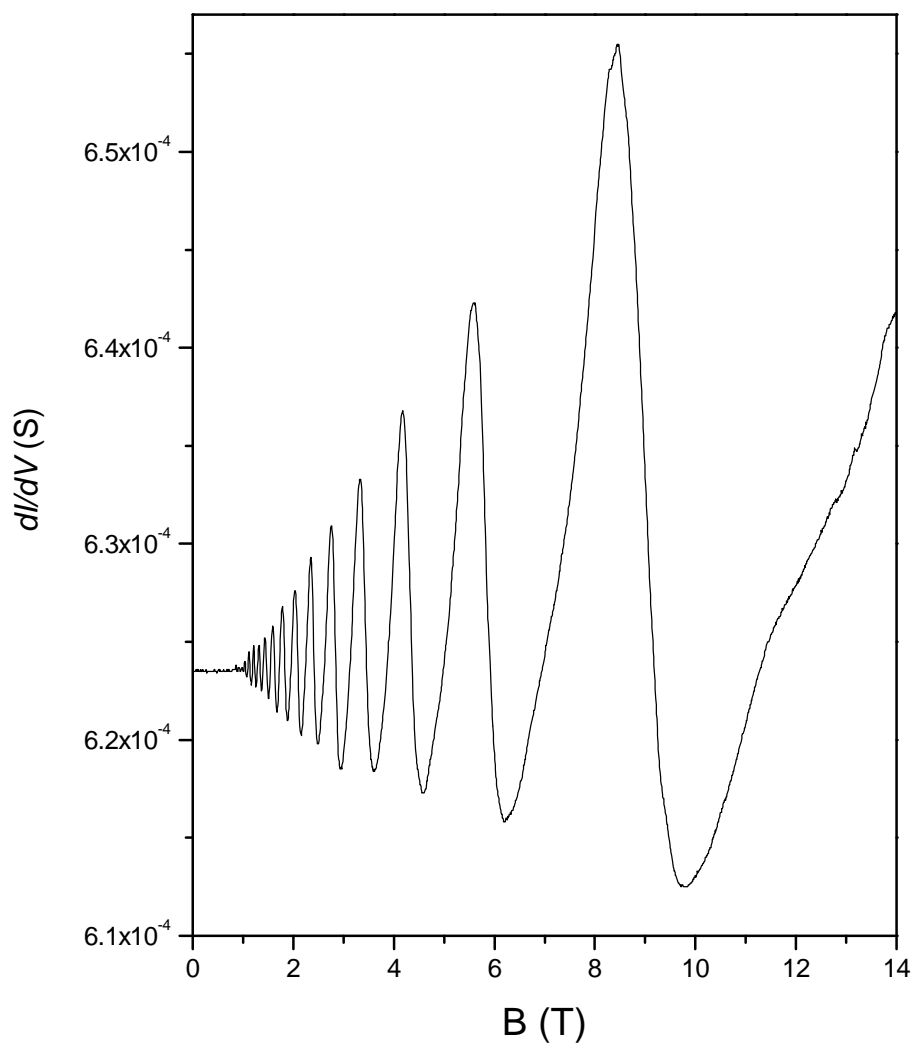


Рис.21. Экспериментальная $dI/dV - B$ образца с барьером толщиной 5 нм при $T=4.2$ К.

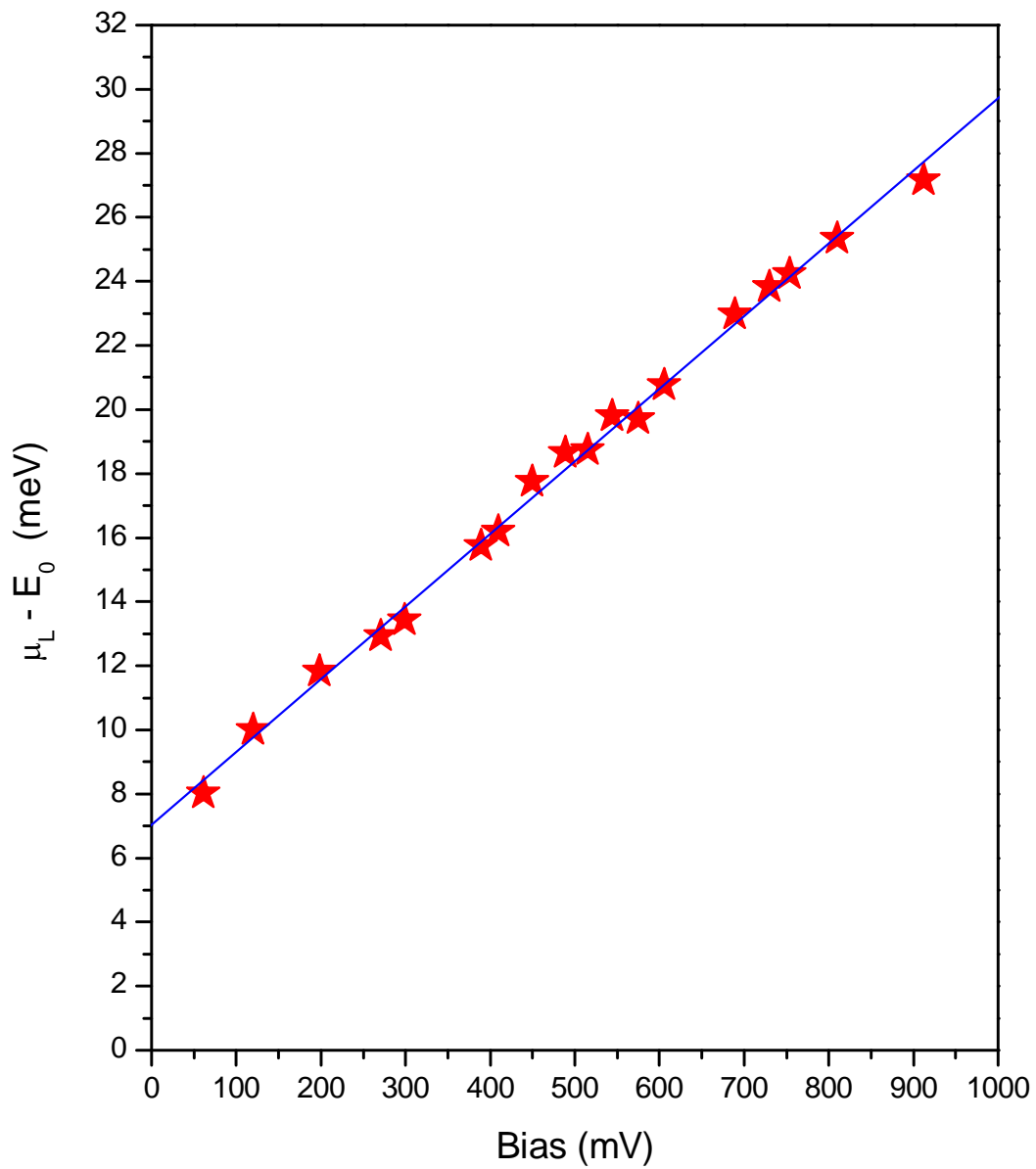


Рис.22. Зависимость разности энергий уровня Ферми и дна подзоны в аккумуляционном слое образца с 5 нм барьером от напряжения, полученная из анализа магнитоосцилляций. Сплошной линией показана линейная аппроксимация указанной зависимости.

областях по обе стороны барьера. Однако, реальное значение концентраций электронов в обогащенных слоях в отсутствие напряжения будет, вероятно, существенно меньшим вышеуказанного, вследствие неприменимости представлений о линейном изменении параметров, например, эмиттерного аккумуляционного слоя в области малых положительных напряжений, когда происходит исчезновение обогащенного слоя коллектора. В пользу этого свидетельствует и отсутствие осцилляций при малых напряжениях ($V < 20\text{мВ}$), указывающее на меньшие, нежели получены из экстраполяции зависимости $E_F(V)$ к $V = 0$, значения энергии Ферми и концентрации в условиях определенного значения уширения уровней Ландау (которое было получено из обработки магнитоосцилляций при больших V). Таким образом, проведенный анализ указывает на то, что в данных образцах при $V = 0$ могут существовать обогащенные электронные слои по разные стороны от барьера, совпадение энергий двумерных подзон в которых, происходящее при $V \approx 0$, и приводит, в соответствии с [62], к наличию локального максимума на $dI / dV - V$ характеристиках (пика проводимости). Наиболее вероятной причиной формирования таких слоев может быть присутствие в барьере положительно заряженных доноров Si , оказавшихся там вследствие диффузии из контактного слоя и остаточного легирования.

Итак, в данном разделе показано, что вероятной причиной нулевых аномалий (пиков $dI / dV - V$ характеристик) однобарьерных гетероструктур со спейсерами является РТ между ДЭГ-ми в обогащенных слоях, сформировавшихся по обе стороны барьера из-за наличия в барьерах положительно заряженных донорных примесей Si . Кроме того, продемонстрировано наличие подавления туннельной проводимости в узком интервале напряжений при $V > 12\text{Т}$, которое, предположительно, является проявлением кулоновской щели при туннелировании между ДЭГ-ми.

3.3. Кулоновская щель при туннелировании между низкоподвижными параллельными ДЭГ-ми в однобарьерных GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs гетероструктурах с δ - легированием

В данном разделе будут представлены результаты исследования транспорта электронов через однобарьерные GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs гетероструктуры, в которых параллельные слои низкоподвижного ДЭГ-а по обе стороны барьера были сформированы с помощью δ - легирования кремнием. Измерения в отсутствие магнитного поля продемонстрировали наличие на $dI / dV - V$ характеристиках пика проводимости при $V = 0$, обусловленного РТ-ем между такими параллельными ДЭГ-ми в околбарьерных областях, что явилось дополнительным подтверждением интерпретации нулевых аномалий, данной в предыдущем разделе. Основным же результатом описываемых в данном разделе исследований является наблюдение кулоновской щели в туннельной плотности состояний при туннелировании между низкоподвижными ДЭГ-ми, выразившееся в подавлении и расщеплении (туннельной щели) пика проводимости при $V = 0$ в сильном $B \parallel I$. Аналогичность проявлений кулоновской щели в структурах с δ - легированием и без такового явилась еще одним независимым доказательством справедливости интерпретации природы нулевых аномалий в структурах без δ - легирования.

Исследовавшиеся здесь однобарьерные GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs структуры отличались от использовавшихся в экспериментах, описанных в предыдущем разделе, наличием преднамеренно, с помощью δ - легирования кремнием, созданных по обе стороны барьера слоев ДЭГ-а. Концентрация кремния в δ - слоях составляла $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а располагались эти слои на расстоянии 5 нм от барьера. Измерения осцилляций Шубникова – де Гааза в данных структурах показали, что концентрация электронов в ДЭГ-ах совпадает с предполагавшейся технологически концентрацией Si в δ - слоях. Кроме того, данные структуры отличались от предыдущих толщиной барьера, составлявшей здесь 12 нм, и, что очевидно, составом барьерного слоя. Профиль дна зоны проводимости исследовавшихся здесь структур при $V = 0$ представлен на вставке к рис.23.

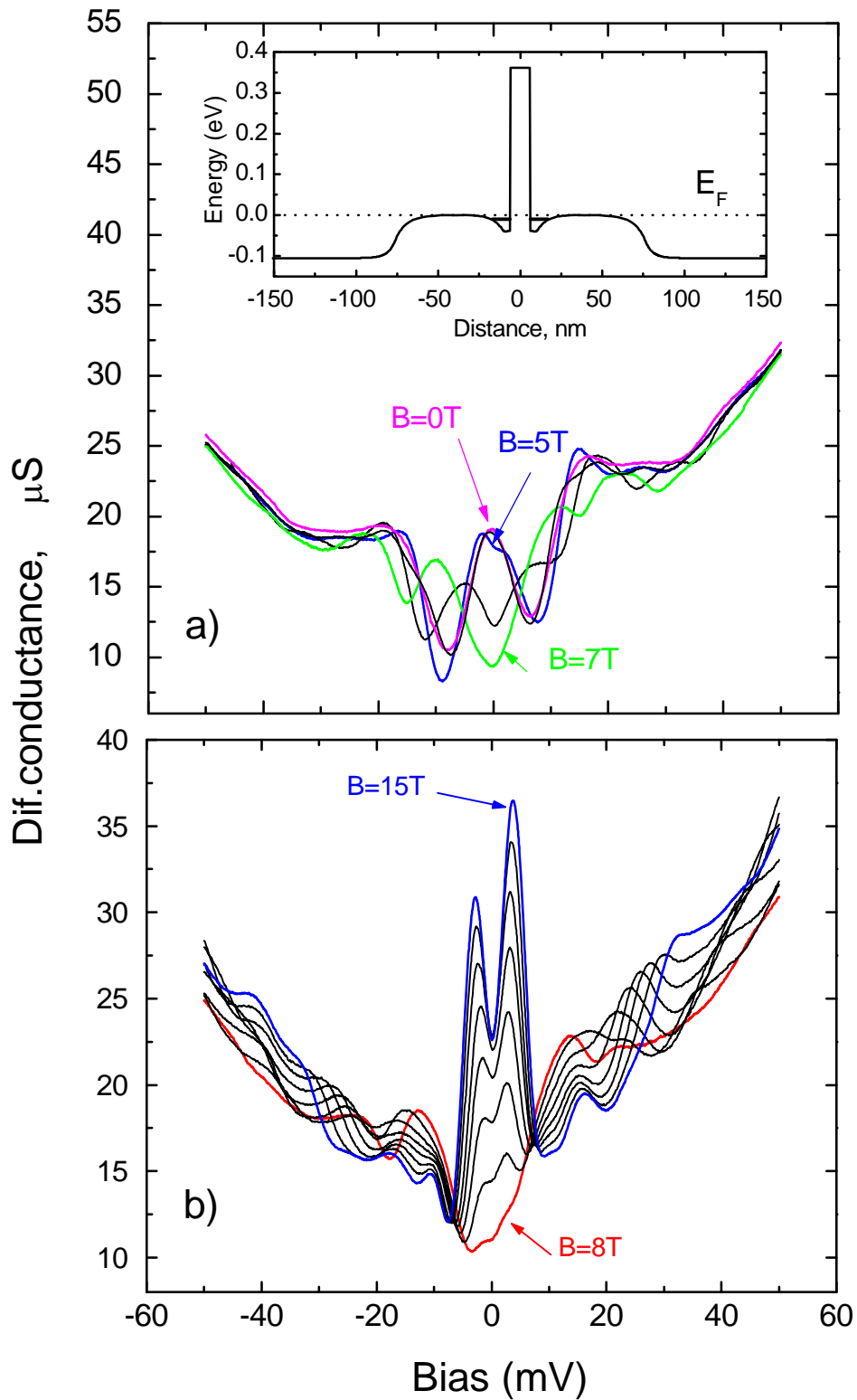


Рис. 23. Экспериментальные dI/dV - V зависимости образца с Si δ -слоями, измеренные при $T=4.2$ К, в интервале $B \parallel J$ от 0 до 15 Т. На вставке показана зонная диаграмма экспериментального образца.

Экспериментальные $dI / dV - V$ характеристики этих структур, измеренные при $T = 4.2$ К в интервале параллельных току магнитных полей от 0 до 15 Т, представлены на рис.23. Как видно из рисунка 23(а), $dI / dV - V$ характеристика при $B = 0$ демонстрирует наличие заметного пика проводимости вблизи нулевого напряжения, обусловленного, как теперь, в случае структур с δ - легированием, очевидно, в соответствии с [62], РТ-ем между параллельными ДЭГ-ми, расположенными по разные стороны барьера. Природа пиков проводимости на $dI/dV - V$ характеристике при больших напряжениях в данном тексте обсуждаться не будет. Наличие пика проводимости при $V = 0$ в данных структурах, отличающихся от исследованных в предыдущем разделе, по существу, лишь преднамеренно созданными слоями ДЭГ-а, подтверждает предложенную нами интерпретацию нулевых аномалий. Изменения проводимости с увеличением $B \parallel I$ при туннелировании между параллельными ДЭГ-ми отражают, в соответствии с [62], формирование и движение относительно уровня Ферми уровней Ландау в ДЭГ-х. С этой точки зрения колебания проводимости при $V = 0$ с ростом B от 0 до 7 Т легко объяснимы изменением плотностей состояний на уровне Ферми в ДЭГ-х, которые и определяют значение $dI / dV (V = 0)$ при каждом значении B . Существенно более слабые колебания $dI / dV (V = 0)$ в образцах без δ - легирования в этом интервале B обусловлены, вероятно, меньшей концентрацией электронов в ДЭГ-х при сравнимых значениях уширения уровней Ландау. Явная структура особенностей, появляющихся при отличных от нуля напряжениях начиная с $B \approx 5$ Т, связана с переходами между уровнями Ландау с различными индексами. По достижении $B = 8$ Т, когда под уровнем Ферми в каждом ДЭГ-е остается только один уровень Ландау, проводимость при $V = 0$ снова начинает возрастать (в соответствии с ростом плотности состояний на уровне Ферми в каждом из ДЭГ-ов при движении к нему последнего уровня Ландау) и, одновременно с ростом пика проводимости, появляется и начинает углубляться провал при $V = 0$ (туннельная щель), являющийся отражением кулоновской щели в туннельной плотности состояний, сформировавшейся в условиях ультраквантового предела.

Далее произведем сравнение наших экспериментальных данных, касающихся наблюдения кулоновской щели, с данными работ [59,62], в которых кулоновская щель наблюдалась при туннелировании между высокоподвижными ДЭГ-ми. Зависимость от B параметра ширины щели Δ , определявшегося по аналогии с

[59,62] как разность напряжений максимумов $dI/dV - V$ зависимости, ограничивающих щель, оказалась в нашем случае в высокой степени линейной и описывалась выражением $\Delta = 0.3 \hbar\omega_c$. В работах [59,62] эти зависимости также оказывались линейными и описывались выражениями $\Delta = 0.44 \hbar\omega_c$ и $\Delta = 0.2 \hbar\omega_c$, соответственно. Отметим, что в случае [59] делалась попытка подгонки экспериментальных данных к выражению $\Delta = 2 \pi e^2 / \varepsilon l_0$, где $l_0 = (\hbar / e B)^{1/2}$ - магнитная длина, полученному в теоретической работе [60]. Однако аппроксимация данных функциями $\Delta = A e^2 / \varepsilon l_0$, где A - параметр, привела к результату $\Delta = 0.9 e^2 / \varepsilon l_0$, отличающемуся на порядок от предсказанного в [60]. Кроме того, следует отметить, что полученная здесь нами зависимость $\Delta = 0.3 \hbar\omega_c$ совпадает с полученной в предыдущем разделе для образцов без δ - легирования.

Исследование температурной зависимости $dI / dV - V$ характеристики при $B = 15$ Т в интервале от 2.5 до 15 К (смотри рис.24.) показало, что щель практически полностью подавляется при $T \approx 11$ К. Аналогичный результат, несмотря на разность концентраций электронов в ДЭГ-ах, представлен и в [59]. В их случае (когда концентрация составляла $1,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) подавление щели в $B = 14$ Т происходило при $T = 10$ К. В [62] сообщаются результаты исследования температурной зависимости только в $B \leq 8$ Т. В случае $B = 8$ Т щель подавлялась при $T = 6$ К. Полагая (на основании сравнения наших данных с [59]), что концентрация в ДЭГ-ах слабо влияет на величину щели (в [62] концентрация составляла 10^{11} см^{-2}), однако существует явная линейная зависимость $\Delta = 0.44 \hbar\omega_c$, мы можем предполагать что подавление щели в $B \approx 14$ Т произошло бы в условиях эксперимента [62] при $T \approx 10$ К и считать их результат совпадающим как с нашим, так и с [59]. Достаточную близость значений демонстрируют и параметры щели Δ при одинаковых B . Для $B = 10$ Т, например, нами наблюдалось значение $\Delta \approx 5$ мВ, а в [62] и [59] $\Delta \approx 7$ мВ и $\Delta \approx 10$ мВ, соответственно.

Наши образцы отличались от исследованных в [59,62] существенно меньшей подвижностью в ДЭГ-ах (по произведенным оценкам она не превышала $10^4 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2$ К, что на порядок величины меньше наименьшей из заявленных в [59,62]) и, поэтому, в нашей ситуации, нельзя исключать возможности

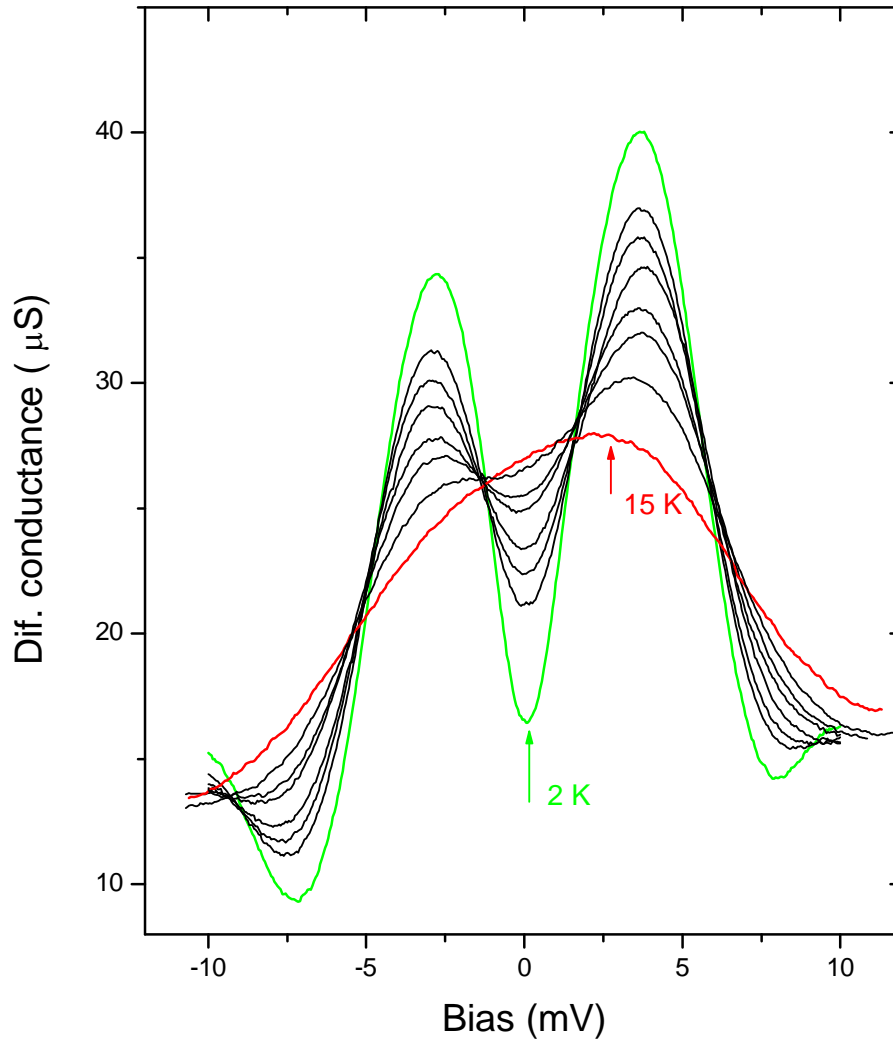


Рис.24. Экспериментальные $dI/dV - V$ зависимости образца с Si δ -слоями, измеренные при $B=15$ Т, в интервале температур от 2 до 15 К (при $T=2.0; 4.2; 5.2; 6.1; 7.2; 8.3; 10.3$ и 15 К).

существенного влияния беспорядка (случайного потенциала) на механизм формирования кулоновской щели. На заметную роль беспорядка в условиях нашего эксперимента указывает также значительно большая (чем в экспериментах [59, 62]) ширина наблюдавшегося нами при $B = 0$ пика проводимости при $V = 0$. Теории, учитывающие влияние беспорядка на корреляционное кулоновское взаимодействие электронов, предсказывают различного вида сингулярные туннельные щели на уровне Ферми (смотри, например, [57,58]). Однако, поскольку вид транспортных характеристик, как в нашем случае, так и в [59,62], существенно изменялся с ростом температуры, для выявления роли беспорядка в наших образцах необходимо проведение дополнительных экспериментов в милликельвиновом диапазоне температур, которые могут дать нам возможность корректного количественного сравнения $dI/dV - V$ зависимостей в области щели как с теоретическими предсказаниями, так и с результатами экспериментов [59,62], проводившихся преимущественно при $T < 1$ К. Наконец, подчеркнем еще раз, что независимо от конкретного вида теоретической модели, предсказывающей туннельную щель на уровне Ферми, принципиальной причиной появления этой щели является корреляционное кулоновское взаимодействие в ДЭС-ме. Поэтому, несмотря на невыясненность конкретного механизма формирования кулоновской щели, у нас есть все основания полагать, что в нашем эксперименте впервые зарегистрирована кулоновская щель при туннелировании между низкоподвижными параллельными ДЭС-ми в ультраквантовом пределе.

Таким образом, в данном разделе показано, что в исследованных здесь однобарьерных структурах с преднамеренно созданными по обе стороны барьера слоями ДЭГ-а (а в остальном, по существу, подобным исследованным в предыдущем разделе) РТ между ДЭГ-ми в отсутствие B приводит к пику проводимости при $V = 0$, что подтвердило интерпретацию нулевых аномалий, предложенную нами в предыдущем разделе. В сильных магнитных полях, при $B > 8$ Т, обнаружено подавление и расщепление пика туннельной проводимости при $V = 0$, являющиеся отражением кулоновской щели в туннельной плотности состояний при туннелировании между низкоподвижными ДЭС-ми в ультраквантовом пределе. Вдобавок, продемонстрирована аналогичность полученных нами магнитополевых и температурных зависимостей основного энергетического параметра туннельной щели («ширины» щели или энергетического зазора) с наблюдавшимися в

экспериментах, в которых изучалось туннелирование между параллельными ДЭГ-ми с высокими подвижностями, где влияние беспорядка традиционно полагается пренебрежимо малым. И, наконец, полученное нами в данном разделе окончательное подтверждение интерпретации нулевых аномалий в структурах без δ - легирования, и аналогичность поведения их транспортных характеристик в $B \parallel I$ поведению характеристик структур с δ - легированием, позволяет утверждать, что подавление и расщепление пика проводимости с ростом $B \parallel I$ и в этом случае является проявлением кулоновской щели. Иными словами, можно сказать, что аналогичность проявлений кулоновской щели в структурах с δ - легированием и без такового явилась еще одним независимым доказательством справедливости интерпретации природы нулевых аномалий в структурах без δ - легирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На защиту выносятся следующие основные результаты исследований транспорта электронов через различные однобарьерные GaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры:

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 и их последующей интерференции. Продемонстрировано, что электроны отражаются от границы сильнолегированной области преимущественно когерентно. Показано, что подавление низкоэнергетических виртуальных резонансов обусловлено рассеянием электронов в результате их взаимодействия с продольными оптическими фононами (LO-фононами) в области спейсера.

2. Обнаружены особенности транспортных характеристик асимметричных GaAs/AlGaAs гетероструктур с двухступенчатым барьером и спейсерами, обусловленные резонансным туннелированием через виртуальные состояния, формирующиеся вследствие отражения электронов от «плавной» и «резкой» границ N^- - GaAs/ N^+ - GaAs и $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/N^-$ - GaAs в областях спейсера и нижней ступеньки барьера, обладающих различными ширинами (через виртуальные состояния в псевдоямах разной ширины). Таким образом, экспериментально продемонстрирована зависимость «частоты» наблюдавшейся лестницы резонансов от ширины квантовой псевдоямы.

3. Обнаружено резонансное туннелирование электронов как через квазиограниченные X_z и X_{xy} состояния, так и через донорные X_z^D и X_{xy}^D состояния в слое AlAs.

4. Определены значения энергий связи X_z^D и X_{xy}^D состояний доноров, расположенных в центре AlAs «барьера». Показано, что энергетическое положение X_z^D и X_{xy}^D состояний определяется преимущественно двумя факторами. Во-первых, пространственным ограничением в слое AlAs (шириной X квантовой ямы), влияющим как на энергии X_z и X_{xy} состояний, так и на величины энергий связи донорных X_z^D и X_{xy}^D состояний. Во-вторых, двухосным напряжением в слое AlAs вследствие несовпадения постоянных решетки AlAs и GaAs, вызывающим расщепление X_z и X_{xy} долин. Определено значение поперечной эффективной массы (m_t) в X долинах AlAs из анализа магнитотуннелирования электронов между состояниями $\Gamma(\text{GaAs})$ и $X(\text{AlAs})$ уровней Ландау.

5. Обнаружена дополнительная тонкая структура донорных резонансов на экспериментальных транспортных характеристиках, вызванная резонансным туннелированием электронов через состояния доноров, расположенных в различных атомных слоях AlAs «барьера» (в направлении роста) и обладающих, вследствие этого, различными энергиями связи. Продемонстрирована, таким образом, возможность определения разности энергий связи доноров, расположенных в соседних атомных слоях AlAs «барьера», с помощью метода резонансно-туннельной спектроскопии.

6. Показано, что причиной нулевых аномалий (пиков проводимости) транспортных характеристик исследованных нами однобарьерных GaAs/AlAs/GaAs структур является резонансное туннелирование между параллельными ДЭГ-ми в обогащенных слоях, образовавшихся по обе стороны барьеров из-за наличия в барьерах донорных примесей Si.

7. Обнаружена и изучена индуцированная магнитным полем кулоновская щель на уровне Ферми в туннельной плотности состояний при туннелировании между параллельными разупорядоченными ДЭГ-ами с низкими подвижностями в однобарьерных структурах. Продемонстрирована аналогичность полученных нами магнитолевых и температурных зависимостей «ширины» щели с наблюдавшимися в экспериментах, в которых изучалось туннелирование между

параллельными ДЭГ-ми с высокими подвижностями, где влияние беспорядка относительно мало.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1. The Eleventh International Conference on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (August 7-11, 1995, Nottingham, United Kingdom).
2. The International Conference on Solid State Devices and Materials (August 21-24, 1995, Osaka, Japan).
3. The 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors (Berlin, Germany, July 21-26, 1996).
4. The 24th International Conference on the Physics of Semiconductors (Aug. 2-7, 1998, Jerusalem, Israel).
5. The 6th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (June 22 - 26, 1998, St Petersburg, Russia).
6. The Condensed Matter and Materials Physics Conference (17-19 December 1998, University of Manchester, United Kingdom).
7. The 8th International Symposium «Nanostructures: Physics and Technology» (June 19 - 23, 2000, St Petersburg, Russia).
8. 32 Всероссийском совещании по физике низких температур (Казань, 3-6 октября 2000).
9. The 9th International Symposium Nanostructures: Physics and Technology (June 18-22. 2001, St. Petersburg).
10. The 14th International Conference on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems (July 30 – August 3, 2001, Prague).
11. V Российской конференции по физике полупроводников (10-14 сентября 2001, Н.Новгород).

Выносимые на защиту результаты опубликованы в следующих основных работах:

1. И.А. Ларкин, Ю.Н. Ханин, Когерентное и последовательное туннелирование в резонансно-туннельном диоде со спейсером, ФТП, 27, № 11/12, 1800-1809 (1993).
2. Ю.В. Дубровский, И.А. Ларкин, С.В. Морозов, Ю.Н. Ханин, Т.Г. Андерссон, Последовательная эмиссия оптических фононов баллистическими электронами в гетероструктурах с одиночным барьером, ФТП, 28, № 11, 2036-2040 (1994).
3. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, I. A. Larkin, S. V. Morozov, T. G. Andersson, and J.R. Soderstrom, Electron tunneling through single-barrier heterostructures in a magnetic field, *Rhys. Rev. B* 50, 4897-4900 (1994).
4. Е. Е. Вдовин, Ю. В. Дубровский, И. А. Ларкин, Ю. Н. Ханин, Т. Андерссон, Отражение электронов от перехода N^-/N^+ в GaAs, Письма в ЖЭТФ, LXI(7), 566-569 (1995)
5. T.G. Andersson, Yu.V. Dubrovskii, I.A. Larkin, S.V. Morozov and Yu.N. Khanin, Electron tunneling in heterostructures with single-barrier and symmetrical spaser in a longitudinal magnetic field, *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, Vol. 29, 1546-1550 (1995).
6. Ю.В. Дубровский, Ю.Н. Ханин, Т.Г. Андерссон, У. Генсер, Д.К. Мауд, Ж.-К. Портал, Нулевые туннельные аномалии в структурах с одиночными гетеробарьерами, ЖЭТФ, 109, 868-875 (1996).
7. Ю.В. Дубровский, Е.Е. Вдовин, Ю.Н. Ханин и др. Резонансы при туннелировании в гетероструктурах с одиночными барьерами, *Успехи физических наук* 166(8), 900-902 (1996).
8. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, E. E. Vdovin *et al.*, Resonant tunneling through pseudo-quantum well in single barrier heterostructure, *Surface Science* 361/362, 213-216 (1996).
9. В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, Ю. Н. Ханин, Е. Е.Вдовин и др, Туннелирование электронов между двумерными электронными системами в гетероструктуре с одиночным легированным барьером, ФТП, 32, №5, 602-606 (1998).

10. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, К. С. Новоселов, Ю. В. Дубровский, Туннельные резонансы в структурах с двухступенчатым барьером, Письма в ЖЭТФ LXVII(10), 814-819 (1998).
11. Yu. N. Khanin, E. E. Vdovin, K. S. Novoselov *et al*, Gamma-X tunnelling in GaAs/AlAs/GaAs heterostructures, Japanese Journal of Applied Physics XXXVII(6A), 3245-3247 (1998).
12. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, *et al*, Suppression of the equilibrium tunneling current between slightly disordered two-dimensional electron systems with different electron concentrations in a high magnetic field, Pis'ma v ZhETF, 69, 237-242 (1999).
13. Yu. N. Khanin, E. E. Vdovin, K. S. Novoselov *et al*, "Gamma-X" tunnelling in GaAs/AlAs/GaAs heterostructures, Physics of Low-Dimensional Structures (1/2), 227-232 (1999).
14. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin Yu. N. Khanin *et al*, Resonant and correlation effects in the tunnel structures with sequential 2D electron layers in a high magnetic field, Physics of Low-Dimensional Structures (3/4), 181-190 (1999).
15. Yu. N. Khanin, Yu.V. Dubrovskii, E.E. Vdovin, D. K. Maude, J.-C. Portal, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, A.K. Geim, J.K. Maan, G. Hill, "Magnetic field variation of tunneling gap between disordered two-dimensional electron systems", Physica E 6, 602-605 (2000).
16. E.E. Vdovin, I.A. Larkin, Yu.N. Khanin, J.P. Duck, J.W. Cockburn, and Yu.V. Dubrovskii, "Observation of Double Resonance at Electron Tunnelling through GaAs-AlGaAs Triple Barrier Heterostructure", Phys. Low-Dim. Struct. 7/8, 113-120 (2000).
17. Yu. N. Khanin, K. S. Novoselov, and E. E. Vdovin, Tunneling via impurity states related to the X valleys in a thin AlAs barrier, Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov, Vol. 35, No. 2, 206-210 (2001).

ЛИТЕРАТУРА

1. Hiroshi Mizuta and Tomonori Tanoue, The physics and applications of resonant tunneling diodes, Cambridge Univ. Press, New York (1995).
2. John H. Davies, The physics of low-dimensional semiconductors, Cambridge Univ. Press (1998).
3. E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja, and C. E. T. Goncalves da Silva, Resonant tunneling via X-point states in AlAs-GaAs-AlAs heterostructures, Appl. Phys. Lett. 50(18), 1263 (1987).
4. J. J. Finley, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, J. W. Cockburn, R. Grey, G. Hill, and M. A. Pate, Resonant Gamma-X-Gamma magnetotunneling in GaAs-AlAs-GaAs heterostructures, Phys. Rev. B 54, 5251 (1996).
5. R. Teissier, J. J. Finley, M. S. Skolnick, J. W. Cockburn, J.- L. Pelouard, R. Grey, G. Hill, M. A. Pate, and R. Planel, Experimental determination of Gamma-X intervalley transfer mechanisms in GaAs/AlAs heterostructures, Phys. Rev. B 54, 8329 (1996).
6. J. J. Finley, R. J. Teissier, M. S. Skolnick, J. W. Cockburn, G. A. Roberts, R. Grey, G. Hill, M. A. Pate, and R. Planel, Role of the X minimum in transport through AlAs single-barrier structures, Phys. Rev. B 58, 10619 (1998).
7. P. C. Main, A. S. G. Thornton, R. J. A. Hill, S. T. Stoddart, T. Ihn, L. Eaves, K. A. Benedict, and M. Henini, Landau-Level Spectroscopy of a Two-Dimensional Electron System by Tunneling through a Quantum Dot, Phys. Rev. Lett. 84, 729 (2000).
8. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patane, L. Eaves, P. C. Main, Yu. N. Khanin, Yu. V. Dubrovskii, M. Henini, and G. Hill, Imaging the Electron Wave Function in Self-Assembled Quantum Dots, Science 290, 122 (2000).
9. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, A. V. Veretennikov, A. Levin, A. Patane, Yu. V. Dubrovskii, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, and G. Hill, Anisotropy of Electronic Wave Functions in Self-Assembled InAs Dots Embedded in the Center of a GaAs Quantum Well Studied by Magnetotunneling Spectroscopy, Pis'ma v ZhETF 74, 43 (2001).

10. T. W. Hickmott, Transverse magnetotunneling in $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ capacitors. Electron phase changes in resonant Fowler-Nordheim tunneling, *Phys. Rev. B* 40, 11683 (1989).
11. R. C. Potter, and A. A. Lakhani, Observation of electron quantum interference effects due to virtual states in a double-barrier heterostructure at room temperature, *Appl. Phys. Lett.* 52, 1349 (1988).
12. M. V. Weckworth, J. P. A. van der Wagt, and J. S. Harris, Observation of quantum mechanical reflections of electrons at an in situ grown GaAs/aluminum Schottky barrier, *J. Vac. Sci. Technol. B* 12, 1303 (1994).
13. A. J. North, E. H. Linfield, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, J. H. Burroughes, C. L. Foden, M. Pepper, Electron reflection and interference in the GaAs/AlAs-Al Schottky collector resonant-tunneling diode, *Phys. Rev. B* 57, 1847 (1998).
14. Y. Konishi, S. T. Allen, M. Reddy, and M. J. W. Rodwell, AlAs/GaAs Schottky - Collector Resonant -Tunnel-Diodes, *Solid-State Electron.* 36, 1673 (1993).
15. M. Helm, F. M. Peeters, P. England, J. R. Hayes, and E. Colas, Resonant tunneling in a transverse magnetic field: Transition from the electric to the magnetic quantum limit, *Phys. Rev. B* 39, 3427 (1989).
16. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, I. A. Larkin, S. V. Morozov, T. G. Andersson, and J. R. Soderstrom, Electron tunneling through single-barrier heterostructures in a magnetic field, *Phys. Rev. B* 50, 4897 (1994).
17. Vladimir I. Fal'ko and S. V. Meshkov, On resonant oscillations in current-voltage characteristics of double-barrier heterostructures, *Semicond. Sci. Technol.* 6, 196 (1991).
18. M. Buttiker, Coherent and sequential tunneling in series barriers, *IBM Journal of Research and Development* 32, 63 (1988).
19. B. Ricco and M. Ya. Azbel, Physics of resonant tunneling. The one-dimensional double-barrier case, *Phys. Rev. B* 29, 1970 (1984).
20. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, Гос. издательство физ.-мат. литературы, Москва (1963).

21. A. F. J. Levi, R. J. Span, and J. H. English, Electron-transport dynamics in quantized intrinsic GaAs, *Phys. Rev. B* 36, 9402 (1987).
22. R. Ferreira and G. Bastard, Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures, *Phys. Rev. B* 40, 1074 (1989).
23. M. Buttiker, in *Resonant Tunnelling in Semiconductors*, edited by L. L. Chang et al., Plenum Press, New York (1991).
24. J. M. Smith, P. C. Klipstein, R. Grey, and G. Hill, Magnetotunneling spectroscopy with the field perpendicular to the tunneling direction of the transverse X electrons in GaAs/AlAs double-barrier structures under hydrostatic pressure, *Phys. Rev. B* 58, 4708 (1998).
25. J. M. Smith, P. C. Klipstein, R. Grey, and G. Hill, Resonant tunneling between transverse X states in GaAs/AlAs double-barrier structures under elevated hydrostatic pressure, *Phys. Rev. B* 57, 1740 (1998).
26. H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, P. Dawson, K. J. Moore, and C. T. Foxon, Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells, *Phys. Rev. B* 39, 13426 (1989).
27. E. R. Glaser, T. A. Kennedy, B. Molnar, R. S. Sillmon, M. G. Spencer, M. Mizuta, T. F. Kuech, Optically detected magnetic resonance of group-IV and group-VI impurities in AlAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with $x > 0.35$, *Phys. Rev. B* 43, 14540 (1991).
28. K. Maezawa, T. Mizutani and S. Yamada, Effective mass and ground state of AlAs quantum wells studied by magnetoresistance measurements, *J. Appl. Phys.* 71, 296 (1992).
29. S. Yamada, K. Maezawa, W. T. Yuen, and R. A. Stradling, X-conduction-electron transport in very thin AlAs quantum wells, *Phys. Rev. B* 49, 2189 (1994).
30. D. Scalbert, J. Cernogora, C. Benoit a la Guillaume, M. Maaref, F. F. Charfi, and R. Planel, Nature of the lowest electron states in short period GaAs-AlAs superlattices of type II, *Solid State Comm.* 70, 945 (1989).
31. D. Landheer, H. C. Liu, M. Buchanan, and R. Stoner, Tunneling through AlAs barriers: Gamma--X transfer current, *Appl. Phys. Lett.* 54, 1784 (1989).

32. P. Lefebvre, B. Gil, H. Mathieu, and R. Planel, Piezospectroscopy of GaAs-AlAs superlattices, *Phys. Rev. B* 40, 7802 (1989).
33. M. Goiran, J. L. Martin, J. Leotin, R. Planel, and S. Askenazy, Determination of X-valley AlAs effective masses from high-magnetic cyclotron resonance, *Physica B* 177, 465 (1992).
34. B. Rheinlander, H. Neumann, P. Fischer, and G. Kuhn, *Phys. Status Solidi B* 49, K167 (1972).
35. Gerald Weber, Donors bound to X valleys in type-II GaAs—AlAs quantum well structures, *Appl. Phys. Lett.* 67(10), 1447 (1995).
36. S. T. Lee, A. Petrou, M. Dutta, J. Pamulapati, P. G. Newman, L. P. Fu, Photoluminescence study of silicon donors in n-type modulation-doped GaAs/AlAs quantum wells, *Phys. Rev. B* 51, 1942 (1995).
37. M. W. Delow, P. H. Beton, C. J. M. Langerak et al., Resonant tunneling through the bound states of a single donor atom in a quantum well, *Phys. Rev. Lett.* 68, 1754 (1992).
38. J. W. Sakai, P. C. Main, P. H. Beton et al., Zero-dimensional states in macroscopic resonant tunneling devices, *Appl. Phys. Lett.* 64, 2563 (1994).
39. J. W. Sakai, T. M. Fromhold, P. H. Beton, L. Eaves, M. Henini, P. C. Main, F. W. Sheard, and G. Hill, Probing the wave function of quantum confined states by resonant magnetotunneling, *Phys. Rev. B* 48, 5664 (1993).
40. H. Fukuyama and T. Waho, Tunneling Current through Si Donor Level in GaAs/AlAs Single-Barrier Diodes, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, L342 (1995).
41. J. M. Shi, F. M. Peeters, G. Q. Hai, and J. T. Devreese, Donor transition energy in GaAs superlattices in a magnetic field along the growth axis, *Phys. Rev. B* 44, 5692 (1991).
42. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, T. G. Andersson, U. Gennser, D. K. Maude, and J.-C. Portal, Zero-bias tunnel anomalies in single-barrier heterostructures, *JETP* 82(3), 467 (1996).
43. Y. Carbonneau, J. Beerens, H. C. Liu et al., Gamma-X intervalley transfer in single AlAs barriers under hydrostatic pressure, *Appl. Phys. Lett.* 62(16), 1955 (1993).

44. M. Tsuchiya and H. Sakaki, Tunneling Spectroscopy of Resonant Transmission Coefficient in Double Barrier Structure, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30, 1164 (1991).
45. I. P. Roche, G. P. Whittington, P. C. Main, L. Eaves, F. W. Sheard, G. Wunner, and K. E. Singer, Impurity-Assisted Tunnelling as a Probe of the Donor Wavefunction in n-GaAs, *J. Phys. Condens. Matter.* 2, 4439, (1990).
46. P. McDonnell, T. J. Foster, P. C. Main, L. Eaves, N. Mori, J. W. Sakai, M. Henini, and G. Hill, Mesoscopic conductance fluctuations in impurity-assisted resonant tunneling, *Solid-State Electronics* 40, 409 (1996).
47. P. C. Main, T. J. Foster, P. McDonnell, L. Eaves, M. J. Gompertz, N. Mori, J. W. Sakai, M. Henini, and G. Hill, Conductance fluctuations in a double-barrier resonant tunneling device, *Phys. Rev. B* 62, 16721 (2000).
48. Ronald L. Greene and K. K. Bajaj, Energy Levels of Hydrogenic Impurity States in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs Quantum Well Structures, *Solid State Commun.* 45, 825 (1983).
49. Luiz E. Oliveira, Spatially dependent screening calculation of binding energies of hydrogenic impurity states in GaAs-GaAlAs quantum wells, *Phys. Rev. B* 38, 10641 (1988).
50. Y. C. Kang, M. Suhara, K. Furuya et al., Evaluation of hot electron coherent length using well width dependence of the resonance characteristics of resonant tunneling diodes, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, 4417 (1995).
51. А. И. Ларкин и К. А. Матвеев, Вольт-амперная характеристика мезоскопических полупроводниковых контактов, *ЖЭТФ*, Т.93, вып. 3(9), 1030 (1987).
52. Е. Л. Вольф, Принципы электронной туннельной спектроскопии, Наукова думка, Киев (1990).
53. J. M. Rowell and L. Y. L. Shen, Zero-Bias Anomalies in Normal Metal Tunnel Junctions, *Phys. Rev. Lett.* 17, 15 (1966).
54. R. N. Hall, J. H. Racette, and H. Ehrreich, Direct Observation of Polarons and Phonons During Tunneling in Group 3-5 Semiconductor Junctions, *Phys. Rev. Lett.* 4, 456 (1960).
55. R. T. Collins, J. Lambe, T. C. McGill, and R. D. Burnham, Inelastic tunneling characteristics of AlAs/GaAs heterojunctions, *Appl. Phys. Lett.* 44, 532 (1984).

56. K. Hirakawa, Tunneling spectroscopy of GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs single-barrier heterojunction diodes, *Phys. Rev. B* 40, 3451 (1989).
57. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, Elsevier, Amsterdam (1985), p.109.
58. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and K. W. Lee, Interaction effects in disordered Fermi systems in two dimensions, *Phys. Rev. Lett.* 44, 1288 (1980).
59. J. P. Eisenshtein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Coulomb barrier to tunneling between parallel two-dimensional electron systems, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3804 (1992).
60. Song He, P. M. Platzman, and B. I. Halperin, Tunneling into a two-dimensional electron system in a strong magnetic field, *Phys. Rev. Lett.* 71, 777 (1993).
61. Peter Johannson and Jari M. Kinaret, Tunneling between two two-dimensional electron systems in a strong magnetic field, *Phys. Rev. Lett.* 71, 1435 (1993); *Phys. Rev. B* 50, 4671 (1994).
62. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. Jones, and D. A. Ritchie, Tunneling between parallel two-dimensional electron gases, *Phys. Rev. B* 54, 10614 (1996).
63. E. Bockenhoff, K. v. Klitzing, and K. Ploog, Tunneling from accumulation layers in high magnetic fields, *Phys. Rev. B* 38, 10120 (1988).