

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Пупышева Ольга Владимировна

**ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ
В СЛОИСТЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.09 – физика низких температур

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2003

Работа выполнена на кафедре физики низких температур и сверхпроводимости физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
А.В. Дмитриев

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
И.П. Звягин
доктор физико-математических наук
С.Д. Бенеславский

Ведущая организация: Владимирский государственный университет,
г. Владимир

Защита состоится " 4 " декабря 2003 года в 16⁰⁰ часов на заседании Диссертационного Совета Д 501.001.70 в МГУ им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, криогенный корпус, аудитория 2-05а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан " __ " ноября 2003 г.

Ученый секретарь Диссертационного Совета Д 501.001.70
доктор физико-математических наук,
профессор

Г.С. Плотников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Полупроводниковые сверхрешетки, то есть структуры, образованные чередующимися слоями двух различных полупроводниковых материалов толщиной порядка нескольких нанометров, привлекают внимание исследователей с 1970 г., когда Есаки и Цу [1] впервые высказали идею о возможности создания искусственных квазипериодических структур. В настоящее время имеется возможность выращивать слоистые структуры, строго контролируя ширину и состав каждого слоя. Это дает возможность управления зонной структурой, проводимостью и другими свойствами материала, что крайне привлекательно с точки зрения практического применения полупроводниковых слоистых материалов при создании объектов с заданными свойствами.

В 1982 г. Доу с соавторами [2] предложили использовать нерегулярные сверхрешетки с беспорядком, преднамеренно внесенным в параметры слоев. Оказалось, что такие структуры обладают рядом интересных оптических и электрических свойств при низких температурах. Например, интенсивность люминесценции в сверхрешетках на основе арсенида галлия-алюминия при внесении искусственного беспорядка в ширины квантовых ям существенно возрастает по сравнению с периодическими структурами [3, 4]. В сверхрешетках с контролируемым беспорядком наблюдается необычная температурная зависимость вертикальной электропроводности [5].

Идея конструирования периодических и неупорядоченных сверхрешеток послужила мощным стимулом в развитии не только техники получения слоистых полупроводниковых материалов, но и теоретических представлений о свойствах периодических и почти периодических структур. Однако сложность и разнообразие коллективных явлений в неупорядоченных сверхрешетках затрудняют понимание физических процессов в них. Это демонстрирует актуальность дальнейшего развития теории электрических свойств неупорядоченных слоистых полупроводниковых структур и необходимость построения теоретических моделей влияния параметров структуры на ее электрические свойства и, прежде всего, на проводимость.

Цель работы состоит в

1. выяснении характера влияния различных параметров слоистых полупроводниковых структур на вертикальный электронный транспорт;

2. разработке методов расчета вольт-амперных характеристик таких систем без предположения об их квазипериодическом строении.

Это требует решения ряда вспомогательных проблем, например, таких, как моделирование проводящих свойств контактов при протекании тока через сверхрешетку и разработка устойчивых алгоритмов расчета при заданной модели проводимости.

Научная новизна работы и положения, выносимые на защиту.

Научная новизна данной работы заключается в развитии эффективных методов моделирования вертикального электронного транспорта в слоистых полупроводниковых структурах при туннельном и прыжковом характере проводимости. В работе впервые

1. систематически исследовано влияние основных типов беспорядка на электронные спектры прохождения в электрическом поле и вольт-амперные характеристики структуры;

2. для неупорядоченных структур показана возможность совпадения в поле энергий уровней, относящихся к одной минизоне;

3. изучено происхождение особенностей на туннельных вольт-амперных характеристиках;

4. развита модель прыжковой проводимости, учитывающая пространственное перераспределение носителей заряда, и предложены методы качественного анализа влияния строения слоистой структуры на вертикальный транспорт;

5. изучены механизмы появления N- и Z-образных участков вольт-амперных характеристик;

6. развитые методы расчета реализованы в виде программ, предназначенных для компьютерного моделирования проводимости слоистых полупроводниковых структур.

Научная и практическая ценность работы. Результаты настоящей работы могут быть использованы при разработке новых материалов и принципов функционирования устройств на основе слоистых полупроводниковых структур.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на конференциях:

Международные конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам "Ломоносов-99", "Ломоносов-2000" (Москва, 1999, 2000); Всероссийская молодежная научная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 1999); 32 Всероссийское совещание по физике низких температур (Казань, 2000); International Conferences "Nanomeeting-2001", "Nanomeeting-2003" (Minsk, Belarus, 2001, 2003); School and Workshop "Nanotubes and Nanostructures 2001" (Frascati, Italy, 2001); XXVI Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (Chernogolovka, 2002); The 23rd International Conference on Low Temperature Physics (Hiroshima, Japan, 2002); Международная конференция "Физика электронных материалов" (Калуга, 2002); XXXIII Совещание по физике низких температур (Екатеринбург, 2003).

Публикации. По теме диссертационной работы опубликовано 14 печатных работ, в том числе 3 статьи и 11 тезисов докладов на конференциях, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов и списка цитируемой литературы. Объем диссертации 139 страниц, включая 29 рисунков, оглавление и список литературы из 117 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы цели работы и дан анализ научной новизны и практической ценности полученных результатов. Описывается структура диссертации и приводится список опубликованных печатных работ по теме диссертации.

В первой главе диссертации содержится краткий обзор литературы по электрическим свойствам полупроводниковых сверхрешеток.

Существует несколько основных механизмов вертикального электронного транспорта в слоистых структурах [6]: минизонный транспорт, изоэнергетическое туннелирование сквозь всю систему, прыжковые переходы между уровнями Ванье–Штарка и их частный случай, когда возможны переходы только между соседними ямами. Минизонный транспорт не представляет интереса при изучении неупорядоченных сверхрешеток в области сильной нелинейности. Поэтому основное внимание в обзоре уделяется резонансному туннелированию и прыжковой проводимости. Описаны существующие методы расчета вольт-амперных характеристик для этих двух случаев, а также отдельные вопросы теории неупорядоченных систем, такие, как локализация электронных состояний в неупорядоченных одномерных и квазиодномерных системах под действием электрического поля.

Во второй главе обсуждаются условия, определяющие характер вертикального электронного транспорта в слоистой структуре. В нашей работе изучаются два крайних случая — изоэнергетическое туннелирование носителей через всю структуру и прыжковая модель проводимости. Реализация того или иного механизма транспорта определяется соотношением характерных времен конкурирующих процессов: туннелирования носителей и их рассеяния на фононах, примесях и т.д. Туннельное описание транспорта оправданно, если вероятность рассеяния оказывается пренебрежимо малой по сравнению с вероятностью изоэнергетического туннелирования электронов сквозь всю структуру в направлении оси роста. В этом случае время пребывания электрона внутри структуры много меньше времени рассеяния:

$$\tau_{\text{tunn}} \ll \tau_{\text{scatt}} \cdot \quad (1)$$

Напротив, если вероятность туннелирования электрона из одного слоя структуры в другой намного меньше вероятности его рассеяния в пределах квантовой ямы, то транспорт может быть описан в рамках прыжковой модели.

В этой главе представлены литературные данные об основных процессах рассеяния носителей в полупроводниках и их характерных временах. Здесь же дан вывод ряда расчетных формул и получена оценка времени резонансного туннелирования электрона сквозь сверхрешетку как времени его пребывания в центральной квантовой яме.

Третья глава посвящена изоэнергетическому туннелированию электронов через короткие полупроводниковые сверхрешетки с высокой прозрачностью, как периодические, так и неупорядоченные.

Параметры модельной системы были выбраны таким образом, чтобы удовлетворялось условие (1), что накладывает ограничения на основные параметры сверхрешетки. Для уменьшения интенсивности рассеяния рассматривались системы с малой концентрацией примесей при низких температурах. Для рассеяния с испусканием полярных оптических фононов выполнение неравенства (1) оказывается невозможно, и поэтому соответствующие переходы исключались ограничением энергии носителей, принимающих участие в транспорте. При низких температурах это достигается использованием напряжения V , меньшего, чем $\hbar\omega_{\text{PO}}/e$. Чтобы расширить допустимый интервал напряжений, в качестве материала структуры был выбран нитрид галлия-алюминия, энергия оптических фононов в котором относительно велика (~ 90 мэВ).

Потенциал изучаемой структуры задается последовательностью прямоугольных квантовых барьеров и ям с идеально ровными границами между слоями. В сверхрешетке с высокой прозрачностью электрическое поле распределено равномерно по всей структуре. Согласно литературным данным, изменением поля в пределах одного слоя сверхрешетки можно пренебречь, приблизив его потенциал ступенчатой функцией [7, 8].

Значение коэффициента прохождения t рассчитывалось методом матрицы переноса (см., например, [8, 9]) в рамках приближения эффективной массы. Плотность туннельного тока I выражалась через t по стандартным формулам [10]. В диссертации кратко описаны алгоритмы компьютерных про-

грамм, разработанных нами для расчетов электронных спектров прохождения и туннельных вольт-амперных характеристик.

Типичная форма электронных спектров прохождения через короткую сверхрешетку представлена на рис. 1(а). Каждый из ярко выраженных пиков соответствует резонансному туннелированию через отдельное квазилокализованное состояние частицы в структуре. В отсутствие внешнего электрического поля (нижняя кривая) эти состояния аналогичны блоховским. Они образуют группы, аналогичные разрешенным минизонам в случае бесконечной сверхрешетки. Вдали от резонансов прозрачность структуры падает на несколько порядков величины, так что именно процессы резонансного туннелирования вносят основной вклад в туннельный ток. Его величина зависит и от значения t , и от заселенности соответствующих энергетических уровней в контактах.

Характер изменения электронных спектров прохождения в электрическом поле был изучен на примере периодической сверхрешетки с пятью квантовыми ямами. В отсутствие поля значение коэффициента прохождения в максимумах достигает единицы. Как видно из рис. 1(а), наложение поля приводит к падению пиковых значений коэффициента прохождения, которые в основном определяют проводимость системы. Это связано с разрушением симметрии сверхрешетки полем, в котором уровни размерного квантования в разных ямах расходятся в силу эффекта Штарка, так что минизонный транспорт становится невозможным. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к некоторому росту t как в максимумах, так и между ними, что вызвано увеличением прозрачности барьеров в поле.

Электрическое поле локализует состояния электрона в квантовых ямах структуры, причем энергия каждого уровня изменяется в поле вместе с потенциалом дна отвечающей ему квантовой ямы. Смещение соответствующих максимумов $t(E)$ в область меньших энергий с ростом V показано на рис. 1(б). Найдено, что уровни, локализованные в разных ямах, сдвигаются вниз по шкале энергий с разными скоростями, зависящими от пространственного расположения этих ям. Полевая зависимость энергии уровня приближенно подчиняется линейному закону:

$$E_{i,\alpha}(V) \approx E_{i,\alpha}^0 - eVa_i/L, \quad (2)$$

где a_i — координата центра i -ой ямы, отсчитанная от левого края структуры,

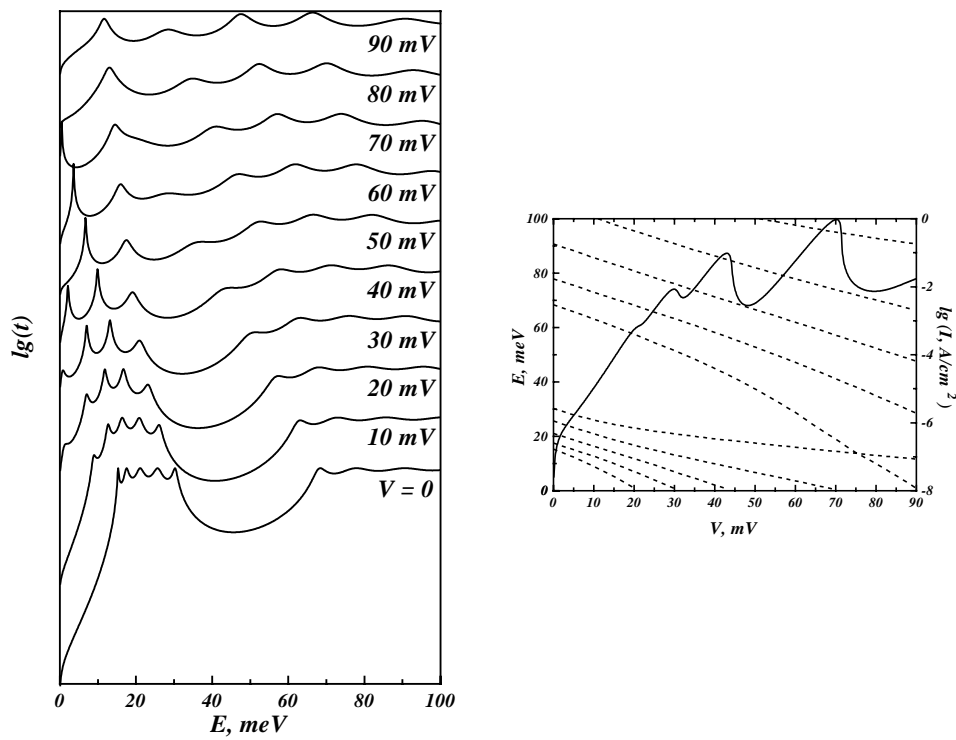


Рис. 1: Туннельные свойства периодической сверхрешетки. а) Электронные спектры прохождения в электрическом поле. б) Полевые зависимости энергий максимумов коэффициента прохождения (пунктирные линии) и вольт-амперная характеристика (сплошная линия).

L — длина структуры, $E_{i,\alpha}$ — энергия α -го уровня размерного квантования в i -ой квантовой яме сверхрешетки, а $E_{i,\alpha}^0$ — та же величина в отсутствие электрического поля. Быстрее всех понижаются уровни из квантовой ямы, ближайшей к аноду, а медленнее всех — из ямы, соседней с катодом. Отклонение от линейности наблюдается только на начальном участке, когда имеет место минизонный транспорт и все уровни минизоны движутся как единое целое со скоростью, отвечающей центру структуры.

С ростом напряжения разрешенные минизоны расширяются, а в сильных полях и частично накладываются друг на друга. Происходит квазипересечение уровней, т.е. их энергии сначала сближаются, а потом расходятся из-за взаимодействия. Если уровни из разных квантовых ям имеют одинаковые или близкие энергии, туннелирование происходит через два пространственно разделенных квазилокализованных состояния вместо одного, что может повысить проводимость структуры. При этом наиболее велика роль пересечений с малой энергией, особенно при низкой температуре.

По мере уменьшения энергии уровня размерного квантования возрастает его заселенность, а вместе с ней и его вклад в туннельный ток. Когда уровень опускается ниже дна зоны проводимости в катоде, связанный с ним канал туннелирования оказывается закрытым. Это приводит к резкому спаду тока. Такие спады хорошо заметны на кривой $I(V)$ (рис. 1(б)). В диссертации аналитически описано поведение максимумов пропускания в этих областях.

Наибольший вклад в транспорт вносит резонансное туннелирование через состояния, локализованные в центральных квантовых ямах структуры. Соответствующие максимумы пропускания имеют наибольшую площадь под кривой $t(E)$, а уход этих состояний в область энергий, меньших энергии дна зоны проводимости в катоде, сильнее всего сказывается на величине плотности тока.

Рассчитанная туннельная вольт-амперная характеристика периодической структуры при температуре 10 К изображена на рис. 1(б). На ее начальном участке выполняется закон Ома, а при $V \sim 2$ мВ наблюдается перегиб, отвечающий наиболее интенсивному минизонному транспорту.

В интервале напряжений до 90 мВ наблюдается лишь одно пересечение уровней из основной и возбужденной минизон при $V \sim 75$ мВ. Оно не приводит к появлению максимума тока, так как энергия этих уровней (~ 14 мэВ) слишком велика. Наиболее заметной чертой вольт-амперной кривой являются резкие спады тока в интервалах напряжений $30 \div 32$ мВ, $43 \div 48$ мВ и $70 \div 78$ мВ, когда из резонанса с состояниями в катоде уходят уровни, локализованные в четвертой, третьей и второй квантовых ямах структуры, соответственно. Что касается энергетического уровня из крайней, пятой ямы, то его вклад в транспорт незначителен, и при $V \sim 21$ мВ наблюдается только некоторое замедление роста $I(V)$. Обсуждаются также особенности структур с меньшей прозрачностью барьеров.

В работе рассматриваются четыре простейших типа беспорядка: флуктуации ширины квантовых ям d , их глубины u , ширины барьеров b и их высоты U . Для каждой конкретной реализации беспорядка параметры слоев задаются последовательностью случайных чисел с равномерным распределением.

Беспорядок любого типа, как и внешнее поле, разрушает симметрию структуры и приводит к локализации энергетических уровней. Поэтому туннельная прозрачность неупорядоченных сверхрешеток в нулевом поле по-

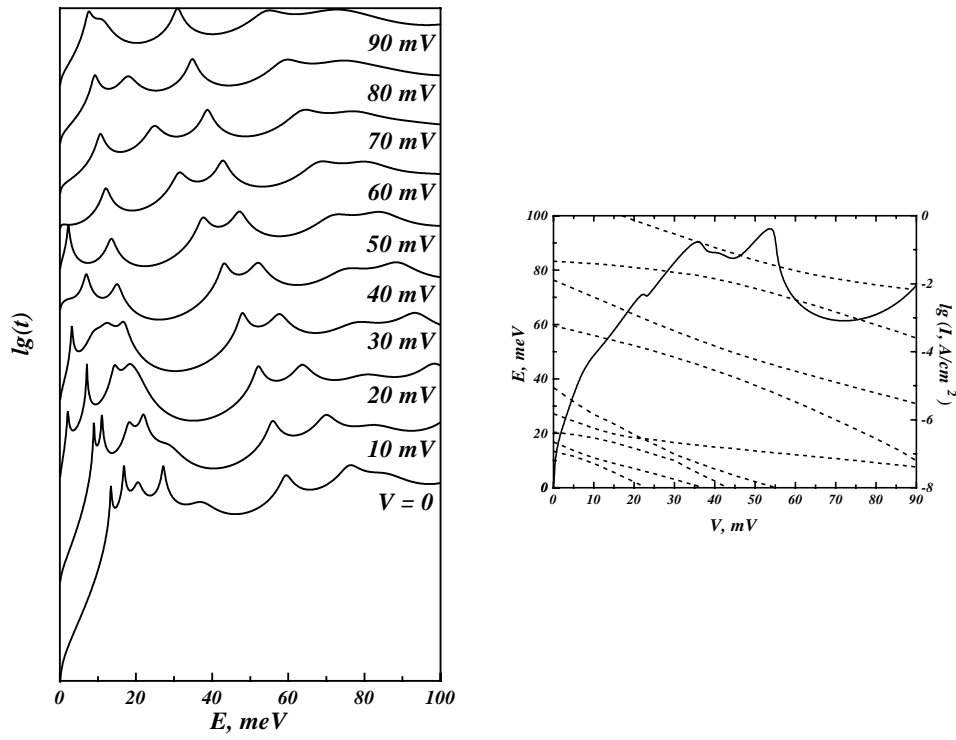


Рис. 2: Туннельные свойства неупорядоченной сверхрешетки с флуктуациями ширины квантовых ям (степень беспорядка $\Delta/d = 0.33$). а) Электронные спектры прохождения в электрическом поле. б) Полевые зависимости энергий максимумов коэффициента прохождения (пунктирные линии) и вольт-амперная характеристика (сплошная линия).

нижается по сравнению с периодической структурой. Слабое электрическое поле мало изменяет значения t в максимумах. Наиболее важное следствие беспорядка — изменение энергий электронных состояний. За счет него разрешенные минизоны становятся значительно шире, чем в симметричной сверхрешетке, даже в отсутствие электрического поля.

Закономерности поведения неупорядоченных сверхрешеток в электрическом поле описаны на примерах структур с различными типами и степенями беспорядка. При этом для каждой конкретной реализации беспорядка установлено соответствие между всеми максимумами пропускания и квантовыми ямами, в которых локализованы энергетические уровни.

На практике чаще всего создаются сверхрешетки с флуктуациями ширины квантовых ям. Спектры прохождения в электрическом поле и вольт-амперная кривая для подобной структуры с беспорядком промежуточной степени приведены на рис. 2. Как и в рассмотренной ранее периодической структуре, наиболее интенсивными являются максимумы пропускания, соот-

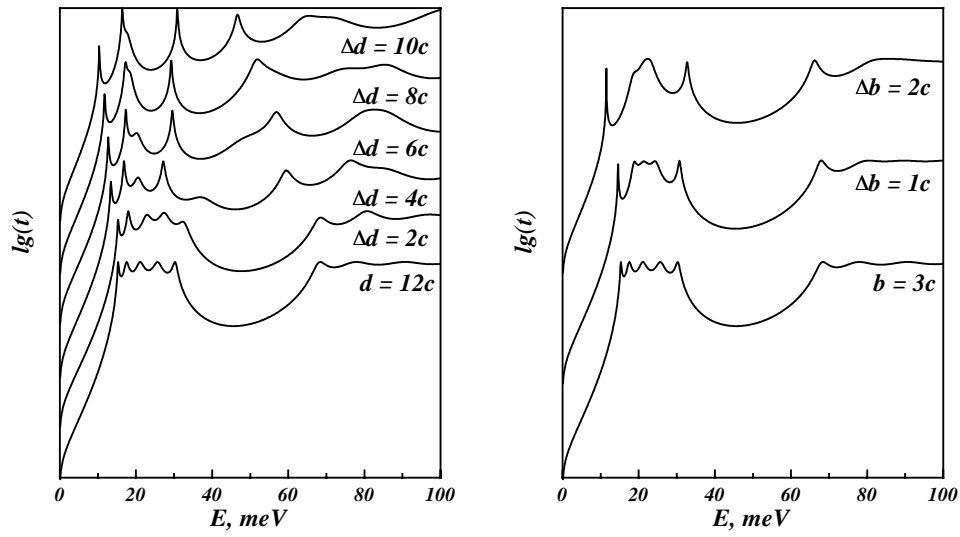


Рис. 3: Влияние степени беспорядка на электронные спектры прохождения в отсутствие электрического поля для неупорядоченных сверхрешеток а) с флуктуациями ширины квантовых ям, б) с флуктуациями ширины квантовых барьеров.

ветствующие центральным квантовым ямам, однако теперь они могут располагаться не в центре минизоны. Их уходу ниже потенциала катода соответствуют наиболее резкие спады на вольт-амперной характеристике (рис. 2(б)).

Обнаружено, что в неупорядоченных сверхрешетках с ростом электрического поля может изменяться взаимное расположение энергетических уровней, относящихся к одной и той же разрешенной минизоне. Это происходит, если выполняются два условия: 1) состояние из i -ой квантовой ямы за счет беспорядка имеет в отсутствие поля большую энергию, чем другое, локализованное в j -ой яме, т.е. $E_{i,\alpha}^0 > E_{j,\alpha}^0$; и 2) i -ая квантовая яма расположена дальше от катода, чем j -ая, т.е. $a_i > a_j$. Подобная ситуация проявляется как перегиб на кривой $I(V)$ при $V \sim 9$ мВ, когда сближаются состояния, локализованные во второй и четвертой ямах структуры (см. рис. 2(б)).

Небольшое изменение параметров барьеров не оказывает существенного влияния на вид спектров прохождения и вольт-амперных кривых, так как практически не изменяет энергии состояний в нулевом поле, хотя амплитуда пиков пропускания может уменьшиться заметно. При малой степени беспорядка кривые, рассчитанные для таких структур, практически не меняются по сравнению с периодической решеткой. Внесение сильного беспорядка в высоту или ширину барьеров существенно сдвигает уровни в сверхрешетке по сравнению с их положением в периодической структуре и приближает та-

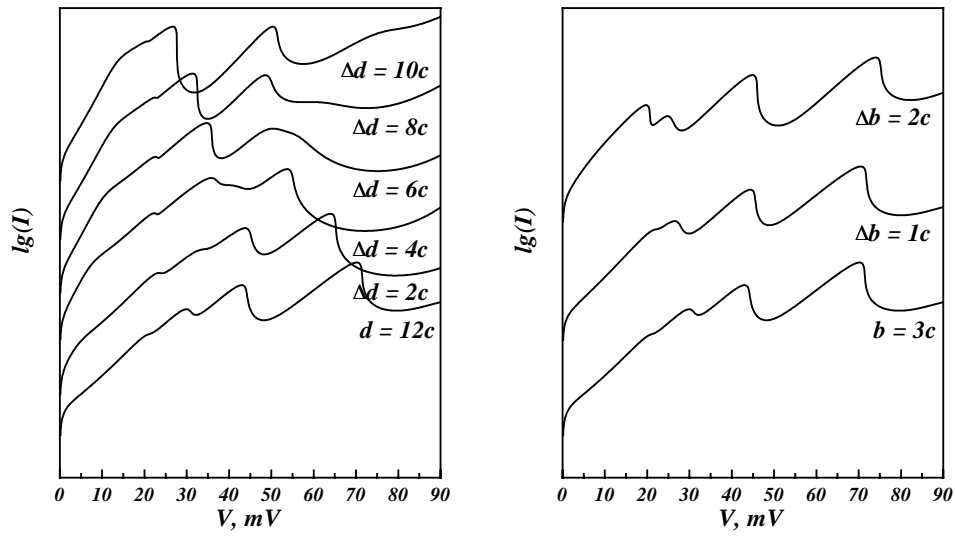


Рис. 4: Влияние степени беспорядка на вольт-амперные характеристики неупорядоченных сверхрешеток а) с флуктуациями ширины квантовых ям, б) с флуктуациями ширины квантовых барьеров.

кие системы к структурам с флуктуациями ширины или глубины ям, но с меньшими степенями беспорядка, как видно на рис. 3 и 4.

При достаточно больших степенях беспорядка любого типа возможно принципиальное изменение свойств сверхрешеток, и, в частности, появление квазипересечений уровней из одной минизоны. При внесении беспорядка заданной степени в параметры слоев структуры изменения ее вольт-амперной характеристики по сравнению с периодической нарастают в ряду

высота барьеров — ширина барьеров — ширина ям — глубина ям.

В то же время изменение спектров пропускания в электрическом поле является постепенным, так что свойства систем с низкими степенями беспорядка мало отличаются от характеристик периодической сверхрешетки. Если же флуктуации энергии уровней, вызванные беспорядком, оказываются сравнимы по величине с энергией размерного квантования, то даже в нулевом поле происходит перекрывание основной и возбужденной минизон, так что сам термин «минизона» оказывается неприменимым.

Таким образом, на туннельной вольт-амперной кривой имеется несколько участков с отрицательной дифференциальной проводимостью, которые могут быть интересны для практического применения полупроводниковых сверхрешеток.

В четвертой главе диссертации исследуются слоистые структуры, в которых реализуется прыжковый механизм транспорта. Такие структуры имеют малопрозрачные потенциальные барьеры. Электроны находятся на уровнях размерного квантования в ямах. Низкая прозрачность барьеров позволяет описывать вертикальный транспорт как переходы между уровнями, локализованными в соседних ямах структуры, и считать распределение электронов в каждой квантовой яме равновесным.

Считая, что донорные примеси находятся только в ямах, а барьеры электронейтральны, и полагая, что изменение потенциала u_i в пределах каждой ямы пренебрежимо мало из-за узости ям, можно выразить индукцию D_i электрического поля в i -ом барьере через потенциалы окружающих его ям. Перераспределение электронов между ямами структуры изменяет их потенциалы, в соответствии с уравнением Пуассона, интегрирование которого в окрестности i -ой ямы дает:

$$D_i - D_{i-1} = 4\pi e(S_i^0 - S_i) , \quad (3)$$

где S_i и S_i^0 — двумерные концентрации электронов и доноров в i -ой яме.

Учитывается перераспределение носителей не только внутри изучаемой слоистой структуры, но и между ней и подводящими контактами, которые описываются как первая и последняя ямы. При этом уравнение (3) обеспечивает электронейтральность системы «структура + контакты»:

$$\sum_{i=1}^N S_i = \text{const} . \quad (4)$$

Процесс электропереноса описывается кинетическим уравнением для стационарного тока

$$I = P_i S_i - R_i S_{i+1} , \quad (5)$$

где P_i и R_i — интегральные темпы прямого и обратного переходов между соседними ямами, зависящие от положения уровней в них. Как было показано в предыдущей главе, при слабом взаимодействии между состояниями в разных ямах можно считать, что энергетические уровни сдвигаются как единое целое вместе с дном ямы. Тогда темпы переходов являются функциями только разности потенциалов между ямами $\Delta u_i = u_i - u_{i+1}$.

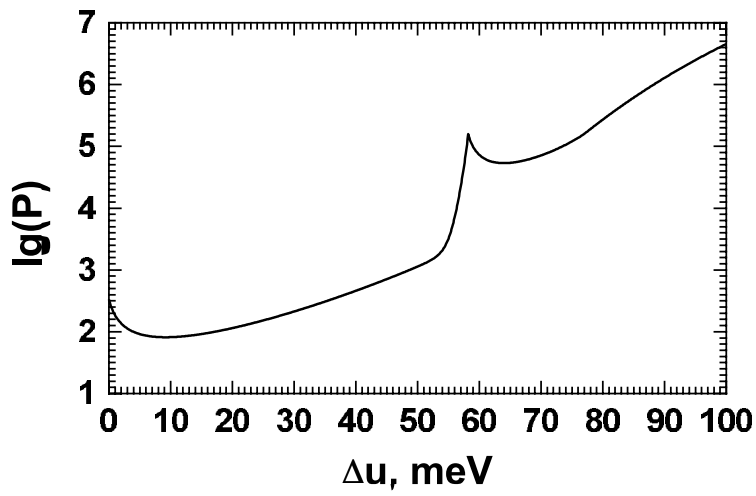


Рис. 5: Зависимость темпа прямого перехода P_i между двумя одинаковыми квантовыми ямами от разности потенциалов Δu_i между ними.

В диссертации предложены два алгоритма согласованного решения системы уравнений (3)–(5) — с помощью итерационного метода и метода стрельб. В наших расчетах неизвестные S_i и u_i определялись при фиксированной плотности тока I . Напряжение V задается разностью потенциалов контактов.

Свойства системы (3)–(5) изучены аналитически; доказано существование ее решения для любых положительных значений P_i и R_i . Физически осмыслены только решения, отвечающие положительным S_i , для чего достаточно выполнения условия $S_N > 0$. При постоянных значениях P_i и R_i решение системы единственно и соответствует выполнению закона Ома. При учете зависимости темпов переходов от Δu_i в системе появляется обратная связь, и на вольт-амперной кривой могут появляться как экстремумы, так и точки с бесконечной производной. Получены уравнения, определяющие эти особые точки.

Вид зависимостей $P_i(\Delta u_i)$ и $R_i(\Delta u_i)$ определяется моделью, описывающей вероятности $W_{i,\alpha;i+1,\beta}$ переходов между парой состояний α и β в соседних ямах. Значение $W_{i,\alpha;i+1,\beta}$ зависит от преобладающего типа рассеяния; например, при рассеянии на заряженной примеси вероятность перехода достигает максимума в резонансе, а при рассеянии на оптических фононах — при разности энергий начального и конечного состояний, равной $\Delta E = \pm \hbar \omega_{\text{FO}}$. При резонансном переходе мы оценивали $W_{i,\alpha;i+1,\beta}$ по формулам, выведенным во второй главе диссертации; при $\Delta E > 0$ ее спад моделировался функциями

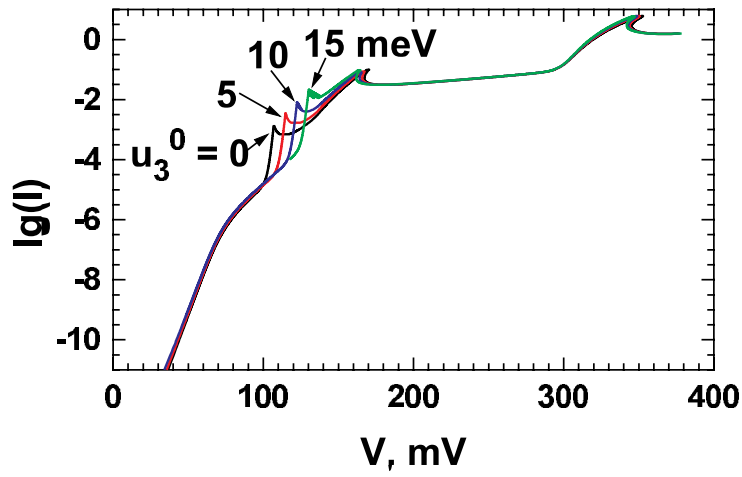


Рис. 6: Вольт-амперные характеристики симметричной и несимметричных двойных квантовых ям с узкими крайними барьерами. Варьируется глубина ямы u_3^0 .

$w(\Delta E)$ типа лоренцианы, а при $\Delta E < 0$ — произведением $w(\Delta E)$ на болцмановскую экспоненту. Темпы перехода определяются усреднением вероятностей по всем парам уровней в ямах с учетом заселенности начальных состояний. Так же рассчитывались темпы переходов между внутренними ямами структуры и контактами, для чего проводилось интегрирование по непрерывному спектру в контакте.

Типичный вид кривой $P_i(\Delta u_i)$ приведен на рис. 5, демонстрирующем резонансный характер вероятности перехода. Пик в нуле отвечает резонансу состояний в двух одинаковых ямах, а второй максимум — совпадению энергий основного состояния из одной ямы и возбужденного из другой. При такой модели темпов переходов сопротивление барьеров структуры, разделяющих контакты и внутренние ямы, оказывается наибольшим. Поэтому на вольт-амперных характеристиках наблюдаются только максимумы, отвечающие резонансам между уровнем Ферми в катоде (или дном зоны проводимости в нем, если электронный газ в контакте можно считать невырожденным) и состоянием в соседней с ним квантовой яме. При понижении сопротивления крайних барьеров проявляются не только особенности, связанные с переходами между левым контактом и первой внутренней ямой, но и максимумы тока, отвечающие резонансам во внутренних ямах структуры (см. рис. 6).

Вольт-амперные характеристики симметричных структур с различным числом квантовых ям изображены на рис. 7. На всех рассчитанных кривых

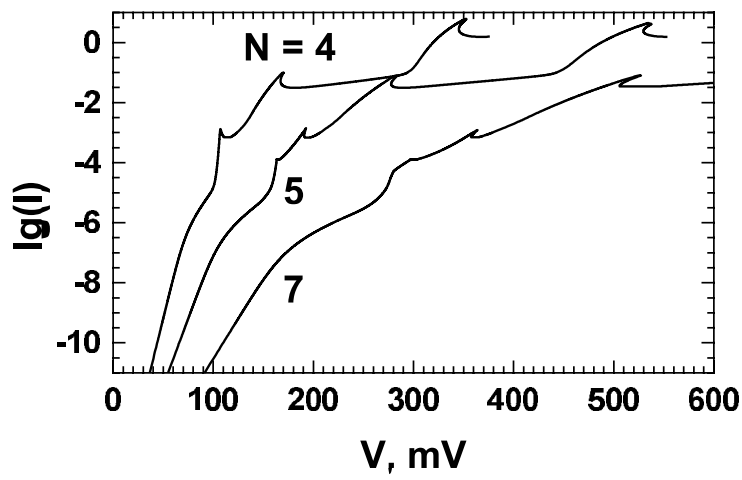


Рис. 7: Вольт-амперные характеристики симметричных слоистых структур с узкими крайними барьерами, содержащих N ям, включая контакты.

наблюдаются два максимума, соответствующих пикам вероятностей переходов между левым контактом и первой внутренней ямой. Они имеют необычную Z-образную форму. С ростом числа ям в структуре такая форма становится все более ярко выраженной, а достигаемая в максимуме плотность тока практически не зависит от числа слоев. Если на вольт-амперной характеристике двойной квантовой ямы наблюдался только один N-образный максимум, отвечающий резонансу уровней во внутренних ямах, то в более длинных системах их число возрастает и равняется числу пар соседних внутренних ям, причем они могут иметь как N-, так и Z-образную форму.

Эти изменения кривых $I(V)$ связаны с тем, что при увеличении числа ям можно считать, что к более короткой системе было последовательно подключено дополнительное сопротивление r , и что току I , достигавшемуся ранее при напряжении V , в структуре с большим числом слоев соответствует напряжение $V + rI$. Поэтому с увеличением числа ям вольт-амперная кривая «растягивается» вдоль оси напряжений, причем тем сильнее, чем выше ток. Это и приводит к превращению N-образных пиков в Z-образные и увеличению области напряжений, при которых наблюдаются Z-образные участки.

В диссертации разработан метод качественного анализа особых точек вольт-амперной характеристики, основанный на том, что в силу неравенства $R_i S_{i+1} \ll P_i S_i$ потоками электронов в обратном направлении обычно можно пренебречь. Тогда кинетическое уравнение (5) принимает вид $I \approx P_i S_i$.

Это позволяет выразить плотность тока и концентрации во всех квантовых ямах через единственный параметр — разность потенциалов Δu_i между i -ой и $(i + 1)$ -ой ямами.

Природу возникающих N- или Z-образных максимумов на вольт-амперной характеристике можно упрощенно описать следующим образом. Пусть одна из величин Δu_i проходит через критическое значение, при котором достигаются максимальные темпы переходов. При ее дальнейшем увеличении дифференциальная проводимость соответствующего барьера становится отрицательной, в то время как для всех остальных барьеров она положительна. Это приводит к падению тока, а, следовательно, и напряжения на всей остальной части структуры. В сумме с растущей разностью потенциалов между выделенными ямами это может приводить либо к монотонному росту напряжения на всей структуре, либо к появлению участков падения $V(\Delta u_i)$. В первом случае наблюдается обычный N-образный максимум тока, а во втором этот участок кривой имеет Z-образную форму, так как уменьшение напряжения возможно только в тех областях, где $I(\Delta u_i)$ строго убывает. Показано, что описанная Z-образность тем более ярко выражена, чем большее число ям расположено справа от i -ой. Обсуждается также ситуация, когда максимум тока, связанный с резонансом в достаточно далеких от катода ямах, не проявляется.

Отметим, что на участках с отрицательным дифференциальным сопротивлением в реальных системах может наблюдаться динамическая неустойчивость [11], но изучение нестационарных режимов выходит за рамки поставленной задачи.

Предложенное описание особенностей вольт-амперных кривых опирается, по существу, только на резонансный характер зависимостей темпов переходов от разности потенциалов между квантовыми ямами. Это позволяет целенаправленно изменять положение максимумов вольт-амперной характеристики структуры, контролируемым образом варьируя параметры ее слоев.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Построены модели для теоретического описания вертикального электронного транспорта в слоистых полупроводниковых структурах при различных режимах переноса.

2. Рассчитаны туннельные спектры прохождения электронов и вольт-амперные характеристики тонкослойных структур. Исследовано влияние различных типов беспорядка на электронные спектры прохождения в электрическом поле. Построена иерархия типов беспорядка по степени их влияния на туннелирование.

3. Выявлены причины возникновения особенностей вольт-амперных характеристик таких структур. Резкие спады тока обусловлены понижением энергии уровня в одной из квантовых ям ниже дна зоны проводимости в катоде. Совпадение в электрическом поле энергий электронных состояний в разных квантовых ямах может приводить к появлению максимумов тока.

4. Рассчитаны вольт-амперные характеристики полупроводниковых структур с относительно толстыми слоями, в которых электронные переходы происходят в основном между соседними ямами. Проведен теоретический анализ особых точек вольт-амперной характеристики с учетом перераспределения носителей заряда в структуре, позволяющий объяснить происхождение необычных Z-образных участков кривой.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Пупышева О.В. Спектры пропускания неупорядоченных сверхрешеток в электрическом поле.// Международная конференция студентов и аспирантов по фундаментальным наукам "Ломоносов-99". Секция "Физика". Сборник тезисов. Москва, 21 апреля 1999 г. С. 181-182.

2. Пупышева О.В., Дмитриев А.В. Туннельная прозрачность неупорядоченных сверхрешеток в электрическом поле.// Всероссийская молодежная научная конференция по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике. Тезисы докладов. С.-Петербург, 30 ноября - 3 декабря 1999 г. С. 79.

3. Дмитриев А.В., Пупышева О.В. Туннельная прозрачность сверхрешеток с контролируемым беспорядком в электрическом поле.// Вестник Московского Университета. Серия 3 "Физика. Астрономия". 2000. № 1. С. 39-43.

4. Пупышева О.В. Вертикальный электронный транспорт в сверхрешетках с искусственным беспорядком в электрическом поле.// VII Международная конференция студентов и аспирантов по фундаментальным наукам "Ломоносов-2000". Секция "Физика". Сборник тезисов. Москва, 14 апреля 2000 г. С. 81-82.

5. Пупышева О.В., Дмитриев А.В. Расчет электронных спектров пропускания и вольт-амперных характеристик сверхрешеток с контролируемым беспорядком.// 32 Всероссийское совещание по физике низких температур. Секция NS "Наноструктуры и низкоразмерные системы". Тезисы докладов. Казань, 3-6 октября 2000 г. С. 90-91.

6. Dmitriev A.V., Pupysheva O.V., Thomas P. I-V curves of short intentionally disordered superlattices in vertical direction.// "Physics, Chemistry and Application of Nanostructures". Reviews and Short Notes to "Nanomeeting-2001". Minsk, Belarus, May 22-25, 2001. Ed. by Borisenko V.E., Gaponenko S.V., and Gurin V.S. World Scientific, Singapore. P. 122-125.

7. Dmitriev A.V., Pupysheva O.V., Thomas P. Effect of the disorder on the vertical electron transport in short semiconductor superlattices subject to an electric field.// School and Workshop "Nanotubes and Nanostructures 2001". Book of Abstract. Frascati, Roma, Italy, October 18-27, 2001. P. 103.

8. Dmitriev A.V., Pupysheva O.V., Thomas P. Vertical electron transport in short intentionally disordered superlattices in finite electric field.// Physics of Low-Dimensional Structures. 2001. V. 9/10. P. 169-185.

9. Dmitriev A.V., Pupysheva O.V. Electron tunneling in short intentionally disordered superlattices in a finite electric field.// XXVI Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe. Abstracts. Chernogolovka, Russia, May 21-25, 2002. P. 55-56.

10. Pupysheva O.V., Dmitriev A.V. Disorder and its effect on the electron tunneling and hopping transport in semiconductor superlattices.// The 23rd International Conference on Low Temperature Physics. Program and Abstracts. Hiroshima, Japan, August 20-27, 2002. P. 103.

11. Дмитриев А.В., Пупышева О.В. Влияние беспорядка в полупроводниковых сверхрешетках на вертикальное туннелирование в электрическом поле.// Физика электронных материалов: материалы Международной конференции. Калуга, 1-4 октября 2002 г. С. 256-257.

12. Dmitriev A.V., Pupysheva O.V. Modelling vertical tunneling in semiconductor multiple quantum well structures: effect of the disorder in layer parameters.// "Physics, Chemistry and Application of Nanostructures". Reviews and Short Notes to "Nanomeeting-2003". Minsk, Belarus, May 20-23, 2003. Ed. by Borisenko V.E., Gaponenko S.V., and Gurin V.S. World Scientific, Singapore. P. 198-200.

13. Дмитриев А.В., Пупышева О.В. Влияние беспорядка на прыжковый транспорт и перераспределение носителей в полупроводниковых сверхрешетках.// XXXIII Совещание по физике низких температур. Секция N "Наноструктуры и низкоразмерные системы". Тезисы докладов. Екатеринбург, 17-20 июня 2003 г. С. 244.

14. Pupysheva O.V., Dmitriev A.V. Disorder and its effect on the electron tunneling and hopping transport in semiconductor superlattices.// Physica E. 2003. V. 18. No. 1-3. P.P. 290-291.

Список цитируемой литературы

- [1] Esaki L., Tsu R. IBM J. Res. Dev. 1970. V. **14**. P. 61-65.
- [2] Dow J.D., Ren S.Y., Hess K. Phys. Rev. B. 1982. V. **25**. No. 10. P. 6218-6224.
- [3] Chomette A., Deveaud B., Regreny A., Bastard G. Phys. Rev. Lett. 1986. V. **57**. No. 12. P. 1464-1467.
- [4] Yamamoto T., Kasu M., Noda S., Sasaki A. J. Appl. Phys. 1990. V. **68**. No. 10. P. 5318-5323.
- [5] Richter G., Stolz W., Thomas P., Koch S.W., Maschke K., Zvyagin I.P. Superlatt. Microstruct. 1997. V. **22**. No. 4. P. 475-480.
- [6] Wacker A. Phys. Rep. 2002. V. **357**. P. 1-111.
- [7] Soukoulis C.M., José J.V., Economou E.N., Sheng P. Phys. Rev. Lett. 1983. V. **50**. No. 10. P. 764-767.
- [8] Cota E., José J.V., Azbel M.Ya. Phys. Rev. B. 1985. V. **32**. No. 10. P. 6157-6165.
- [9] Лифшиц И.М., Кирпиченков В.Я. ЖЭТФ. 1979. Т. **77**. С. 989-1016.
- [10] Туннельные явления в твердых телах. Под ред. Бурштейна Э., Лундквиста С. М.: Мир, 1973.
- [11] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972.