

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ТЕХНОЛОГИИ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ И
ОСОБОЧИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ**

На правах рукописи

ПОПОВ Владимир Геннадьевич

**ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ
ЭЛЕКТРОННЫМИ СИСТЕМАМИ В ТУННЕЛЬНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ**

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 физико-математических наук
Ю. В. Дубровский

Черноголовка – 2001

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. <u>Обзор литературы</u>	8
I.1. Обмен электронов между электронными системами в туннельных структурах.....	8
I.2. Резонансное туннелирование между двумерными электронными системами. Многочастичные эффекты.	9
I.3. Эквивалентные модели резонансно-туннельного диода. Плазменные эффекты.....	17
ГЛАВА II. <u>Образцы и методы исследований</u>	23
II.1. Структуры с двумерными электронными слоями, разделенными туннельным барьером, с вертикальным транспортом электронов.....	23
II.2. Методы определения основных параметров двумерных слоев в вертикальных туннельных структурах.....	27
II.3. Двухбарьерные резонансно-туннельные структуры.....	48
II.4. Методика исследования токовых неустойчивостей в области отрицательной дифференциальной проводимости резонансно- туннельного диода. Пороговая проводимость.....	55
ГЛАВА III. <u>Обмен электронов между электронными системами</u>	61
III.1. Пиннинг уровней Ландау на уровнях Ферми контактных электронных систем.....	61
ГЛАВА IV. <u>Многочастичные эффекты при туннелировании электронов в сильном магнитном поле</u>	73
IV.1. Подавление равновесного туннельного тока в сильном магнитном поле в ультраквантовом пределе.....	73
IV.2. Особенности процессов неупругого туннелирования электронов между двумерными электронными системами.....	77
ГЛАВА V. <u>Токовые неустойчивости в области отрицательной дифференциальной проводимости РТД</u>	79
V.1. Колебания тока в цепи с резонансно-туннельным диодом. Зависимость пороговой проводимости от внешних параметров	

измерительной цепи.....	79
V.2. Токовые срывы. Влияние большого нагрузочного сопротивления на величину тока в резонансном пике.....	87
V.3. Пороговая проводимость и колебания тока в цепи в магнитном поле параллельном плоскости интерфейса.....	90
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	93
ЛИТЕРАТУРА.....	96

Введение.

Тенденция к миниатюризации в современной микроэлектронике привела к возникновению нового направления - нанoeлектроники, где разрабатываются и исследуются приборы с нанометровыми размерами. В таких приборах начинает проявляться квантовая природа носителей тока, поскольку размеры структур становятся сравнимыми с длиной волны де Бройля электронов. Одним из таких проявлений является процесс туннелирования. Причем в случае наноструктур туннелирование носит ярко выраженный резонансный характер из-за пониженной размерности систем носителей тока. Резонансное туннелирование чрезвычайно чувствительно к изменению энергий квантовых состояний в наноструктурах, а энергии, в частности, определяются распределением концентрации носителей тока. Низкоразмерные системы, используемые в нанoeлектронике, являются открытыми системами с переменным числом частиц, термодинамическое равновесие в которых устанавливается путем обмена частиц между туннельно-связанными электронными системами. Такого рода взаимодействие необходимо учитывать при описании квантового транспорта в наноструктурах. Особенно ярко это взаимодействие проявляется в магнитном поле, поскольку оно изменяет энергию квантовых состояний. Взаимодействие между системами носителей тока может проявляться и в совместных плазменных возбуждениях или корреляционных многочастичных явлениях, которые могут влиять как на распределение туннельного тока в структуре, так и на его величину.

Таким образом, **актуальность** данной работы обусловлена необходимостью тщательного экспериментального исследования влияния взаимодействия электронных систем на квантовый транспорт в наноструктурах для развития физических основ работы приборов нанoeлектроники на квантовых эффектах.

Целью этой работы является исследование влияния взаимодействия электронных систем, а также многочастичных эффектов на резонансное туннелирование электронов. В связи с вышеизложенным, автор направлял свои усилия на решение следующих **задач**:

1. Исследование резонансного туннелирования электронов между двумерными электронными системами (ДЭС) с разными концентрациями в квантовых магнитных полях.

2. Разработка структур для исследования туннелирования между ДЭС, в которых вклад переноса электронов вдоль слоев исключен из измеряемого сигнала, и развитие методов определения параметров ДЭС в них.
3. Поиск влияния корреляционного взаимодействия на туннелирование между ДЭС с разной концентрацией электронов.
4. Исследование токовых неустойчивостей в области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) резонансно-туннельных диодов (РТД). Сравнение результатов эксперимента с современными моделями РТД, основанными на однородном распределении туннельного тока вдоль барьера.

Научная новизна работы.

- Исследования процессов туннелирования электронов между ДЭС проведены, впервые, на образцах, в которых минимизировано влияние переноса электронов вдоль ДЭС на постоянный туннельный ток, в туннельных структурах с вертикальным транспортом электронов.
- Получила развитие методика определения основных параметров двумерных слоев в туннельных структурах с вертикальным транспортом электронов.
- Впервые обнаружено сильное, немонотонное смещение по напряжению резонансов при туннелировании между ДЭС с разной концентрацией с изменением нормального магнитного поля, свидетельствующее об обмене электронов между ДЭС и контактными электронными системами эмиттера и коллектора.
- Впервые, исследовано подавление равновесного резонансного туннельного тока между ДЭС с разной концентрацией в нормальном к плоскости ДЭС магнитном поле в ультраквантовом пределе. При этом обнаружены новые особенности неупругого туннелирования электронов.
- Предложена новая оригинальная методика исследования токовых неустойчивостей в РТД в области ОДП. Впервые проведены исследования условий возникновения токовых неустойчивостей в зависимости от параметров внешней цепи и магнитного поля, влияющего только на внутренние параметры РТД, и сравнение результатов эксперимента с современными теоретическими моделями.

Практическая значимость.

- Получила дальнейшее развитие методика определения параметров двумерных слоев в туннельных структурах, которые являются основой для разработки наноструктур как элементов информационных систем.
- Получены новые, существенные для разработки приборов на квантовых эффектах данные о влиянии взаимодействия электронных систем на квантовый транспорт в наноструктурах.
- Результаты исследования токовых неустойчивостей могут быть использованы при развитии новых моделей и эквивалентных схем РТД, необходимых при разработке СВЧ электронных схем.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработана структура для исследования туннелирования между ДЭС, в которой вклад переноса электронов вдоль слоев исключен из измеряемого сигнала.
2. Предложенная методика анализа туннельных характеристик позволяет получать основные параметры ДЭС в структурах с вертикальным туннельным транспортом электронов через параллельные ДЭС.
3. Обнаруженное смещение положения резонансных особенностей на ВАХ при туннелировании между ДЭС с магнитным полем можно объяснить в модели пиннинга уровней Ландау (УЛ), который возникает вследствие обмена электронами между ДЭС и контактными областями.
4. Показано, что подавление равновесного туннельного тока в нормальном магнитном поле в ультраквантовом пределе связано с формированием кулоновской корреляционной псевдощели на уровне Ферми в ДЭС. Предполагается, что обнаруженные в больших магнитных полях дополнительные особенности туннелирования электронов связаны с многочастичными возбуждениями в ДЭС.
5. Анализ токовых неустойчивостей в области ОДП РТД показал, что обнаруженные особенности возникновения неустойчивостей не описываются общепринятыми моделями РТД с однородным распределением тока.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на научных семинарах ИПТМ РАН, ИРЭ РАН, Университета г. Ноттингем (Великобритания), а также на следующих конференциях:

1. International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”, St. Petersburg, Russia, 1997, 1999, 2000 гг.
2. International Conference “Chernogolovka 1998”: Mesoscopic and Strongly Correlated Systems, Chernogolovka, Russia, 1998.
3. III-я Всероссийская конференция по физике полупроводников: “Полупроводники’97”, 1997.
4. IV-я Российская конференция по физике полупроводников: “Полупроводники’99”, 1999.
5. 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors, Berlin, Germany, 1996.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. В *первой главе* приведен обзор литературы. Во *второй* описаны исследовавшиеся образцы и методики экспериментов. *Третья глава* посвящена эффектам, связанным с обменом электронов между ДЭС и контактными трехмерными электронными системами (КТЭС) эмиттера и коллектора в магнитном поле, перпендикулярном плоскостям ДЭС. В *четвертой главе* описаны многочастичные особенности процессов туннелирования электронов между ДЭС в сильном квантующем магнитном поле в ультраквантовом пределе. В *пятой главе* представлены результаты исследования токовых неустойчивостей в области отрицательной дифференциальной проводимости резонансно-туннельных диодов. В *заключении* приведены общие выводы и результаты диссертационной работы.

Глава I. Обзор литературы.

I.1. Обмен частиц между электронными системами в туннельных полупроводниковых структурах.

Двумерные электронные системы исследуются уже более 30 лет. Особенное внимание уделяется транспортным свойствам электронов в сильных магнитных полях, когда возникает квантование Ландау движения электронов в плоскости ДЭС. Проявление квантования Ландау двумерного движения электронов также наблюдалось в туннельных структурах, где исследовали туннелирование электронов через аккумуляционную, приповерхностную ДЭС [1-3]. При этом наблюдали осцилляции туннельного тока при фиксированном напряжении в зависимости от магнитного поля [2,3]. Существовало два подхода, объясняющие осцилляции туннельного тока. В одном случае полагалось, что концентрация двумерных электронов постоянна и происходят колебания энергии дна двумерной подзоны [2]. Второй подход подразумевал что, изменяется концентрация ДЭС, а энергия дна двумерной подзоны не меняется [3]. Проблема интерпретации данных экспериментов заключается в том, что плотность туннельного тока пропорциональна произведению туннельной прозрачности, которая зависит от энергии дна двумерной (2D) подзоны, на концентрацию электронов ДЭС. В этом случае осцилляции тока могут определяться обоими множителями. Тщательные теоретические, самосогласованные расчеты показывают, что должны колебаться как концентрация ДЭС, так и энергия дна 2D подзоны при изменении магнитного поля [4,5]. При этом оказалось, что концентрация двумерных электронов осциллирует около некоторой средней величины с тем же периодом что и туннельный ток. Несмотря на хорошее совпадение с экспериментальными данными, теоретические модели, заложенные в расчетах, не учитывают влияния эффектов неоднородного уширения УЛ, а также многочастичных эффектов в туннелировании, речь о которых пойдет в следующем разделе.

Необходимо отметить, что исследование резонансного туннелирования электронов между ДЭС с разными концентрациями электронов способно существенно прояснить физику процессов, приводящих к осцилляциям туннельного тока. Это связано с тем, что резонансное туннелирование электронов между ДЭС более

чувствительно к относительному изменению энергий уровней поперечного размерного квантования в ДЭС, чем туннелирование между ДЭС и КТЭС. Существует другой способ исследования энергии поперечного размерного квантования в ДЭС или энергии дна 2D подзоны – это оптическая спектроскопия. Так в работе [6] авторы исследовали спектры люминесценции в структурах с двумя ДЭС, разделенными туннельным барьером, в квантующем магнитном поле. При увеличении магнитного поля было обнаружено нелинейное смещение пиков люминесценции, связанных с электрон - дырочными переходами между УЛ. Для объяснения экспериментальных данных авторы предложили модель пиннинга УЛ на уровнях Ферми ДЭС. Пиннинг возникал в результате взаимной компенсации двух процессов: увеличения энергетического расстояния между УЛ, т. е. циклотронной энергии, с увеличением магнитного поля, и уменьшения энергии дна 2D подзоны из-за перераспределения электронов между ДЭС. Предложенная модель хорошо описывала экспериментальные данные, однако также не рассматривала многочастичные и неоднородные эффекты.

I.2. Резонансное туннелирование между двумерными электронными системами. Многочастичные эффекты.

Туннельная псевдощель в квантующем магнитном поле.

В 1990 году R.C.Ashoogi и др. [7] с помощью измерений осцилляций туннельного тока обнаружили возникновение зависящей от магнитного поля энергетической щели на уровне Ферми в ДЭС. Щель проявлялась в виде уменьшения туннельной проводимости в магнитном поле при понижении температуры. Отметим, что в отсутствии магнитного поля туннельная проводимость практически не зависела от температуры. Был определен сингулярный характер щели и ее зависимость от магнитного поля. Авторы работы, исходя из температурных зависимостей усредненной проводимости, сделали предположение, что усредненная плотность состояний в щели зависит от энергии следующим образом:

$$g(E, B) = Sg_0 + \frac{(1-S)g_0|E - E_F|}{\Delta(B)}; (E \leq 2\Delta(B))$$

$$g(E, B) = g_0; (E > 2\Delta(B)) \quad (1)$$

где g_0 - плотность состояний в ДЭС при $B = 0$ Т, E_F - энергия Ферми ДЭС, S и $\Delta(B)$ - параметры характеризующие глубину и ширину щели. Из подгонки

экспериментальных данных к расчетным зависимостям, полученных из выражения (1), была определена ширина щели, которая зависела линейно от магнитного поля и составляла:

$$\Delta(B) = 0,047\hbar\omega_c \quad (2)$$

где ω_c - циклотронная частота. При этом усреднение проводилось по энергии электронов в ДЭС от 0 до E_F с целью, исключить температурную зависимость модуляции двумерной плотности состояний уровнями Ландау. В следующей своей работе [8] R. C. Ashoori и др. продолжили свои исследования на образцах с ДЭС низкой концентрации. В этой работе авторы показали, что уменьшение концентрации ДЭС до $n = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приводит к возникновению температурной зависимости туннельной проводимости в нулевом магнитном поле. Температурные зависимости были аналогичны полученным зависимостям усредненной проводимости образцов с высокой концентрацией в магнитном поле. Это позволило авторам утверждать об одинаковом происхождении щели при малой концентрации и щели, индуцированной магнитным полем. R. C. Ashoori и др. также исследовали зависимость щели от концентрации электронов в различных магнитных полях. Оказалось, что при больших концентрациях щель $\Delta(B)$ практически не менялась, а при $n \approx 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ возникала сильная концентрационная зависимость. Авторы рассмотрели ряд теоретических работ, но подобное поведение щели ранее не было описано. В своих работах R. C. Ashoori и др. показали, что при исследовании вольтамперных характеристик образцов с туннелированием электронов через ДЭС щель должна проявиться в виде нулевой особенности типа провала тока.

Действительно при исследовании структур с туннелированием электронов между ДЭС было обнаружено подавление тока при малых напряжениях смещения [9,10]. Образцы, исследуемые в этих работах, представляли собой диоды, созданные на основе гетероструктуры типа $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с двумя квантовыми ямами, разделенными туннельным барьером. В данных структурах авторам удалось создать независимые омические контакты к каждому из двумерных слоев, благодаря специфической геометрии образцов (см. Рис. 1). В такой геометрии нельзя исключить транспорт электронов вдоль ДЭС, что затрудняло интерпретацию данных в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (КЭХ). Группа сотрудников из Белловской лаборатории J. P. Eisenstein и др. [9] при исследовании подобных структур обнаружили подавление туннельного тока при малых напряжениях смещения,

вызванное сильным магнитным полем. Ток начинал течь при определенных значениях напряжения Δ_1 , затем достигал максимума, потом вновь уменьшался. Авторы привели данные в ультраквантовом магнитном поле, когда фактор заполнения уровней Ландау $\nu < 1$. Необходимо отметить, что в латеральном транспорте вдоль ДЭС щель не была обнаружена. Зависимость тока от напряжения вблизи провала хорошо описывалась формулой:

$$I = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta(B)}{V}\right) \quad (3)$$

Подобная зависимость исключает плотность состояний в щели (1), полученную R. C. Ashoori и др. Далее J. P. Eisenstein и др. исследовали температурную зависимость туннельной дифференциальной проводимости при $V = 0$. Был обнаружен активационный тип зависимости, что также противоречит (1). Зависимость $\Delta(B)$ слабо отличалась от линейной и была близка к величине:

$$\Delta(B) = 0.9 \frac{e^2}{\varepsilon \cdot l_c} \quad (4)$$

где e - заряд электрона, ε - диэлектрическая проницаемость, l_c - магнитная длина,

$$l_c = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$$

Авторы предположили, что появление щели связано с кулоновским взаимодействием электронов в ДЭС. Магнитное поле сжимает волновую функцию электрона до размера l_c и разделяет электроны в плоскости двумерного слоя. Это повышает роль обменно-корреляционной части кулоновского взаимодействия, которое создает двумерную корреляционную жидкость. Поскольку туннелирование электрона очень быстрый процесс, электронная конфигурация в ДЭС не успевает перестроиться. Перестройка конфигурации осуществляется посредством элементарных возбуждений электронной двумерной жидкости, что требует дополнительной энергии от электрона порядка:

$$E_c = e^2/\varepsilon \langle a \rangle \quad (5)$$

где $\langle a \rangle$ - среднее расстояние между электронами в жидкости. Такое же количество энергии требуется для перестройки эмиттирующей двумерной жидкости. Такого рода эффекты приводят к подавлению туннелирования электронов при напряжении ниже $2E_c$. Величина щели в экспериментах группы из Белловской лаборатории была близка к E_c , однако существовала линейная зависимость от магнитного поля, которая не

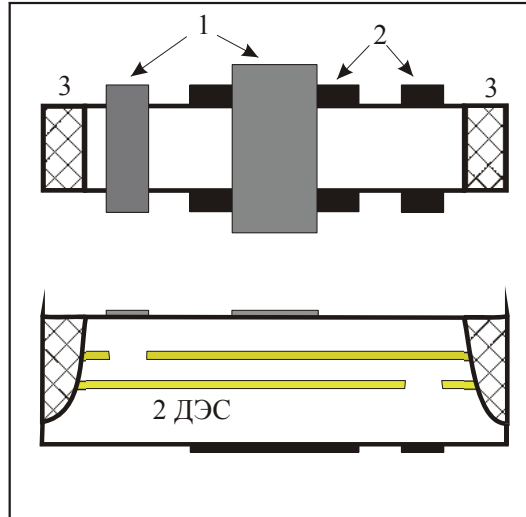


Рис.1 Внешний вид образцов, исследовавшихся Белловской и Кавендишской группами. Верхний рисунок – вид сверху. 1 – верхние затворы; 2 – нижние затворы; 3 – омические контакты. На нижнем рисунке представлено сечение образца.

описывалась формулой (5). Расхождение с экспериментами R. C. Ashoofi и др. авторы связали с большей степенью беспорядка в образцах последних. Подвижности ДЭС в образцах Белловской группы была в 30 раз выше и составляла $\mu = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

Спустя год исследования Белловской группы были повторены учеными Кавендишской лаборатории N. Turner и др. [10]. Авторы исследовали образцы с подвижностями ДЭС $\mu_1 = 8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $\mu_2 = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$, примерно такой же была подвижность в образцах R. C. Ashoofi и др. Диоды имели точно такую же геометрию, как та, что изображена на рисунке 1. Кавендишская группа обнаружила подавление туннельного тока аналогичное эффекту, наблюдаемому J. P. Eisenstein и др. Однако, поведение псевдощели заметно отличалось от результатов Белловской группы. В этой работе авторы исследовали поведение щели при фиксированной концентрации и при фиксированном факторе заполнения уровней Ландау в широком диапазоне магнитных полей перпендикулярных плоскостям двумерных слоев. Надо отметить, что щель возникала примерно при тех же величинах магнитного поля, что и в работах Белловской группы ($B_0 \approx 0.5 \text{ Т}$). ВАХ при малых напряжениях смещения также описывался формулой (3), но при фиксированной концентрации ширина щели увеличивалась линейно с увеличением магнитного поля и равнялась:

$$\Delta(B) = (0.43 \pm 0.03) \cdot \hbar \omega_c - V_{ex} \quad (8)$$

где $V_{ex} = (0,26 \pm 0,03)$ мэВ. Измерения щели при фиксированном дробном факторе заполнения $\nu \geq 5/2$ показали сублинейную зависимость:

$$\Delta(B) = 2 \cdot \sqrt{\frac{B}{\nu}} - V_0 \quad (9)$$

где $V_0 = 0,4$ мэВ. Объединяя выражения (8) и (9), авторы получили следующее выражение для ширины туннельной щели при $\nu \geq 5/2$:

$$\Delta(B) = (0,46 \pm 0,03) \frac{e^2}{4\pi\epsilon \cdot R_c} - V_0 \quad (10)$$

где R_c - циклотронный радиус, $R_c = p_F / eB$, где p_F - импульс Ферми ДЭС. В ультраквантовом пределе ширина щели зависела линейно от магнитного поля как при фиксированной концентрации, так и при фиксированном факторе заполнения уровней Ландау $\nu = 1/2$. При фиксированном магнитном поле, в ультраквантовом пределе щель практически не зависела от концентрации электронов в ДЭС. N. Turner и др. исследовали также температурную зависимость подавления туннельной проводимости при малых фиксированных напряжениях смещения. Был обнаружен активационный тип зависимости в ультраквантовом магнитном поле, что согласуется с результатами работы [9] и отличается от [7]. При этом авторы обратили внимание на расхождение активационной энергии с шириной щели измеренной из ВАХ. Величина активационной энергии составляла $E_a = (0,047 \pm 0,005) \Delta(B)$ (в работе [9] наблюдался подобный эффект, причем $E_a = 0,07 \Delta(B)$ при $B = 13$ Т). Для объяснения подобного расхождения авторы предложили следующее выражение для спектральной функции электрона:

$$A(E) \propto \frac{1}{\sqrt{E_0 k_B T}} \left\{ \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\alpha \cdot E_0 k_B T}\right) + \exp\left(-\frac{(E + E_0)^2}{2\alpha \cdot E_0 k_B T}\right) \right\} \quad (11)$$

где E - энергия электрона на уровне Ландау, k_B , T - постоянная Больцмана и температура ДЭС, α , E_0 - параметры характеризующие форму и ширину щели. Используя выражение (11), авторы получили расчетные ВАХ и сравнили их с экспериментом определив таким образом параметры α , E_0 , причем α не зависело от магнитного поля и равнялась 5,3, а $E_0 = 0,2 \hbar\omega_c$. Из формулы (11) следуют простые соотношения E_0 с E_a и Δ : $E_a = E_0/\alpha$, $\Delta = 4 E_0$, тогда $E_a = \Delta/4\alpha$, что согласуется с полученным расхождением. Надо отметить, что авторы провели подробное сравнение своих данных с многочисленными теориями, но ни одна из них не описывала адекватно поведение щели в магнитном поле.

В 1997 году R. C. Ashoori вместе с H. B. Chan и др. продолжили исследование туннелирования электронов между ДЭС и КТЭС в сильных магнитных полях [11]. В этой работе с использованием импульсной методики авторы исследовали зависимость туннельной проводимости от напряжения смещения в образцах, исследованных в работах [7, 8]. Был обнаружен провал туннельной проводимости при малых напряжениях смещения, который возникал в магнитном поле. Авторы связали этот эффект с возникновением сингулярной щели в плотности состояний ДЭС. Зависимость проводимости в провале от напряжения смещения была линейной. При этом наклон этой зависимости зависел от магнитного поля. Авторы показали, что в сильных магнитных полях наклон уменьшался до 0, и плотность состояний в щели уже не описывалась выражением (1). На основе экспериментальных данных R. C. Ashoori и др. сделали вывод, что щель, наблюдаемая в их работе, и псевдощель наблюдаемая в работах [9,10] имеют одинаковое происхождение, а различия связаны с различной подвижностью ДЭС в измеряемых образцах. В присутствии беспорядка ДЭС разбивается на электронные «лужи» различных размеров. Туннелирование в каждую «лужу» заблокировано вследствие ее малых латеральных размеров или малой емкости. При этом кулоновское взаимодействие между «лужами» экранировано близко расположенной КТЭС. Таким образом, по мнению авторов, линейную зависимость плотности состояний в щели от энергии можно объяснить суммарным эффектом кулоновской блокады от «луж» различных размеров. Магнитное поле уменьшает размер «луж», увеличивая, таким образом, порог кулоновской блокады. Линейная зависимость исчезнет, когда величина порога станет больше разброса кулоновской энергии из-за беспорядка. Чем чище ДЭС, тем при меньших магнитных полях осуществляется это преобразование щели.

Туннелирование между ДЭС и КТЭС в сильных магнитных полях и высокоподвижных структурах подробно исследовалось в работах В. Т. Долгополова и др. [12,13]. Структура образцов, исследовавшихся в этих работах подобна образцам R. C. Ashoori и др. За исключением того, что в качестве туннельного барьера использовался слаболегированный длинный (100 нм) спейсерный слой. Авторы подробно рассмотрели туннельное сопротивление при факторе заполнения ДЭС близком к 1. В этой ситуации ДЭС находилась в диэлектрической фазе. Авторы обнаружили резкое увеличение псевдощели в этой ситуации, которое выражалось в резком увеличении туннельного сопротивления вблизи $\nu \approx 1$, однако помимо этого

эффекта был обнаружен провал сопротивления при $\nu = 1$, что осталось необъясненным. Плотность состояний в щели авторы получили из вольтамперных характеристик. В этом случае пренебрегалось зависимостью прозрачности туннельного барьера от напряжения. Плотность состояний в щели оказалась линейной по энергии, однако, наклон этой зависимости зависел от магнитного поля гораздо сильнее, чем в работе [11]. При чем наблюдалось насыщение при низких температурах и сильных магнитных полях. Надо отметить, что при других факторах заполнения ДЭС поведение псевдощели было другим. Для объяснения поведения псевдощели авторы предложили рассматривать ДЭС, как несвязанные между собой металлические кластеры или «лужи» электронной жидкости. В этой ситуации линейная зависимость плотности состояний от энергии справедлива лишь при малых энергиях:

$$|E - E_F| < \frac{e^2}{k\xi} = U_c \quad (12)$$

где ξ - средний размер кластера. В этом случае плотность состояний имеет вид:

$$g(E) = g(E_F) + \alpha |E - E_F| \quad (13)$$

где $\alpha = \frac{g(E_F + U_c)}{U_c}$. Теория, описывающая плотность состояний в щели, подробно рассмотрена в работе Д. Г. Полякова [14].

Как уже отмечалось, существуют расхождения между экспериментальными данными разных авторов и теоретическими результатами. Тем не менее, необходимо рассмотреть подробнее ряд теоретических работ, чтобы описать формализм и основные проблемы в понимании эффекта. Есть две физические причины образования щели в туннельной плотности состояний ДЭС в немагнитных гетероструктурах. Первая - кулоновское взаимодействие электронов, локализованных на дефектах структуры, вторая - кулоновское взаимодействие электронов, локализованных посредством обменно-корреляционной части кулоновского взаимодействия - модель корреляционной жидкости, Вигнеровского кристалла и т.п. В первом случае щель в плотности состояний на уровне Ферми существует в отсутствие магнитных полей. В экспериментах же щель возникает при конечных величинах магнитных полей, поэтому первая модель теоретически исследовалась мало. Необходимо отметить, что практически все теоретические работы посвящены объяснению экспериментальных данных, представленных Белловской группой [9]. Исследуемые в этих работах образцы имели ДЭС высокой подвижности, что позволяло наблюдать дробный КЭХ, роль

беспорядка в них была второстепенной, поэтому большинство теоретических работ посвящены моделям корреляционных жидкостей и Вигнеровского кристалла в ультраквантовом пределе ($\nu < 1$). При этом авторы исходили из следующих представлений: Поскольку время туннелирования много меньше времени перестройки конфигурации электронов в двумерной жидкости, электрон в результате туннелирования оказывается в некотором промежуточном квантовом состоянии, которое имеет малое перекрытие с основным состоянием электрона в жидкости. Состояние, которое имеет хорошее перекрытие волновых функций с этим промежуточным состоянием, описывается возбуждениями корреляционной двумерной жидкости и поэтому лежит выше по энергии, чем основное состояние ДЭС. Таким образом, возникает подавление туннелирования при малых энергиях или малых напряжениях смещения. Такая модель вполне объясняет и тот факт, что щель не проявляется в латеральном транспорте электронов вдоль ДЭС, который можно рассматривать как течение корреляционной жидкости.

Теоретические основы подобной модели туннелирования, были заложены в работах Шриффера [15], где было показано, что наличие конечного перекрытия промежуточного состояния с состояниями с многочастичными возбуждениями, приводит к изменению энергии такого промежуточного состояния. Для того чтобы учесть эти изменения необходимо ввести так называемую спектральную функцию промежуточного состояния $A(\mathbf{p}, E)$. Спектральная функция описывает вероятность того, что электрон с данным импульсом \mathbf{p} имеет энергию E . Способ, с помощью которого следует включить многочастичные эффекты в вычисление туннельного тока, следующий:

$$J = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{p_i, p_f} |T_{if}|^2 \int \frac{dE_i}{2\pi} A(p_i, E_i) \int \frac{dE_f}{2\pi} A(p_f, E_f) \delta(E_i - E_f - eV) (f(E_i) - f(E_f)) \quad (14)$$

где E_i, p_i, E_f, p_f – энергия и импульс начального (i) и конечного (f) состояний, T_{if} – матричный элемент туннельного гамильтониана, $f(E_{i,f})$ – функции распределения Ферми-Дирака для состояний. Спектральная функция определяется через интегралы перекрытия состояний жидкости с промежуточным состоянием:

$$A(\mathbf{p}, E) = \sum_k |\langle k | a_p^+ | 0 \rangle|^2 \delta(E - E_k) \quad (15)$$

где $|0\rangle, |k\rangle$ – основное и возбужденное с энергией E_k состояния электронной жидкости, a_p^+ – оператор рождения электрона с импульсом \mathbf{p} , $a_p^+ |0\rangle$ – промежуточное состояние туннелирующего электрона. Спектральная функция рассчитывается методами функций

Грина и диаграммной техники, либо если известно точное выражение волновых функций основного и возбужденных состояний прямо из выражения (15). Поскольку на сегодняшний день волновые функции возбужденных состояний 2D жидкости в сильном магнитном поле четко не определены, существует несколько интерпретаций туннельных экспериментов, описанных выше.

В своей работе В.И. Halperin и др. [16] рассматривали ДЭС, как жидкость Шерна-Симонса, элементарные возбуждения в которой являются колебания плазмы композитных фермионов с локальным дробным зарядом. Р. Johanson и J. M. Kinaret [17] предложили модель Вигнеровского кристалла, чтобы описать аналитически коротковолновый диапазон возбуждений двумерной жидкости. С. М. Varma и А. И. Ларкина [18] показали, что вследствие кулоновского взаимодействия электронов разных ДЭС электронные конфигурации их основных состояний искажаются, таким образом, чтобы напротив максимума электронной плотности в одном слое есть минимум в другом. Таким образом, при нулевых температурах обе ДЭС будут находиться в общем, коррелированном состоянии. При туннелировании электрона это состояние разрушается. Таким образом, псевдощель можно оценить как разницу энергий независимых ДЭС и энергии общего связанного состояния, данную величину авторы назвали корреляционной энергией. Модель ДЭС как классической двумерной жидкости локализованных электронов была рассмотрена А. Л. Эфросом и Ф. Г. Пикусом [19].

1.3. Эквивалентные модели резонансно-туннельного диода. Плазменные эффекты.

Токовые неустойчивости в полупроводниковых структурах изучаются уже более 50 лет. Впервые их исследовали в диодах Ганна, что отражено во многих учебниках и монографиях [20, 21]. Затем появилось множество других полупроводниковых приборов с подобными эффектами, например, лавино-пролетные транзисторы [22], рррп-диоды [23], гетероструктурные диоды на горячих электронах [24]. Неустойчивости тока связаны с наличием отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на ВАХе диода и практически не зависят от микроскопической природы этого эффекта. На протяжении последних 20-ти лет появились новые полупроводниковые диоды обладающие ОДП, такие как туннельный диод и резонансно-туннельный диод (РТД). Однако токовые и плазменные неустойчивости до сих пор экспериментально не исследовались в подобных структурах, теоретические же

работы начали появляться сравнительно недавно. Успехи в исследовании плазменных неустойчивостей в диодах Ганна были связаны с довольно большим размером рабочей области структуры, что позволяло использовать локальные зонды для изучения распределений токов и потенциала в образце [25]. Латеральные и вертикальные размеры туннельных диодов существенно меньше, что затрудняет использование локальных методов при исследовании плазменных неустойчивостей. Поэтому необходимо исследовать интегральные эффекты, которые могли бы указать на наличие неоднородных плазменных неустойчивостей. В этом случае необходимо различать эффекты, связанные с однородными неустойчивостями, которые, как правило, связаны с нестабильностью измерительной цепи, и плазменные неустойчивости. Хотя безусловно эти два вида неустойчивостей могут быть связаны. Так, например, движение доменов сильного поля в диодах Ганна приводят к колебаниям тока в измерительной цепи. Однако условия возбуждения плазменных неустойчивостей могут отличаться от однородных. Поэтому необходим подробный анализ токовых неустойчивостей в однородном приближении и сравнение его результатов с экспериментальными данными.

Эквивалентные модели РТД.

На сегодняшний день существуют два однородных подхода, описывающих работу РТД. Первый – когерентный подход, в котором диод рассматривается как резонатор Фабри-Перо для волновых функций электронов [26]. В этом случае ток определяется туннельной прозрачностью резонатора, которая имеет пики в зависимости от энергии электрона. Общепринятая эквивалентная схема РТД в этой модели приведена на рисунке 1. Высокочастотные свойства РТД с использованием схемы на рисунке 1 подробно изучали E. R. Brown, T. G. L. Sollner и др. [27,28]. В своих работах авторы продемонстрировали возможность работы РТД вплоть до терагерцового диапазона [27]. В работе [28] авторами было обнаружено проявление конечности времени жизни электрона в квантовой яме или резонаторе. Этот эффект приводит к частотной зависимости дифференциальной проводимости диода, что эквивалентно введению отрицательной квантовой индуктивности (см. рис 2 (а)). В своих работах E. R. Brown, T. G. L. Sollner и др. исследовали диоды с симметричными барьерами и малой площади ($S < 400 \text{ мкм}^2$). Однако наличие ОДП на столь высоких частотах (2.5 ТГц) сложно объяснить, если учесть Кулоновское взаимодействие электронов. С учетом взаимодействия оценки дают частоту на три порядка меньше

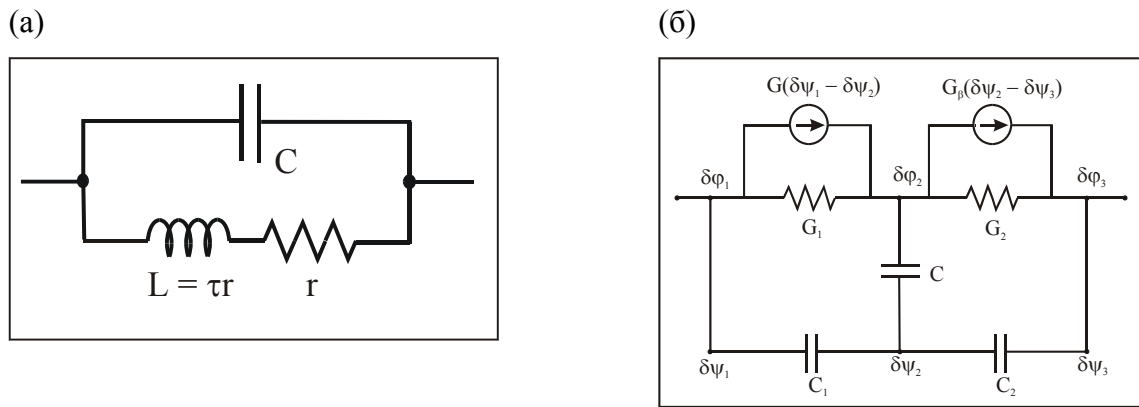


Рис. 2. Эквивалентные схемы РТД в модели когерентного туннелирования электронов (а) и в модели последовательного туннелирования электронов (б).

наблюдаемой. В связи с этим S. Luryi предложил модель последовательного туннелирования (ПТ) электронов в РТД [29]. В этой модели предполагается, что электрон сначала туннелирует из КТЭС эмиттера в ДЭС квантовой ямы, а только затем в коллектор. В этом случае ОДП возникает на переходе эмиттер–яма. Подобное рассмотрение справедливо лишь в том случае, когда в яме происходит сбой фазы волновой функции электрона при взаимодействии с дефектами. Таким образом, модель ПТ справедлива, в ситуации, когда вероятность рассеяния электрона выше вероятности туннелирования в коллектор. Именно такая ситуация реализуется в структурах с малопрозрачными барьерами. Наиболее наглядно ее можно наблюдать в диодах с асимметричными барьерами. При исследовании таких структур были обнаружены эффекты необъяснимые моделью когерентного туннелирования, такие как бистабильность [30] и мультистабильность [31] ВАХи РТД, особенности на вольт-фарадных характеристиках [32]. Надо отметить, что модель ПТ наиболее предпочтительна для РТД, работающих при комнатной температуре, поскольку в таких диодах используются мало прозрачные туннельные барьеры.

Подробное исследование частотных характеристик РТД в модели ПТ было выполнено E. R. Brown, J. P. Mattia и др. [33]. Эквивалентная схема, полученная в этой работе, представлена на рисунке 2 (б). Недостатком этой работы является пренебрежение временем сбоя фазы волновой функции электрона в яме, которое существенно для модели ПТ. Однако предложенная модель хорошо описывает частотные характеристики РТД. М. Фейгинов [34] предложил иное выражение для

импеданса РТД в модели ПТ, полученное для низких температур, но тем не менее удачно описывающее экспериментальные данные [33].

Токовые неустойчивости в РТД.

Экспериментальные исследования области ОДП на ВАХ часто сталкиваются с паразитной генерацией, которая возникает в цепи источника постоянного напряжения. Выпрямление таких колебаний приводит к появлению ненулевого среднего отклонения тока от стационарного значения в области ОДП, иначе говоря, к особенностям в токе типа ступенек и гистерезиса. Тщательный анализ подобных нелинейных колебаний тока затруднителен, тем не менее, существует ряд работ, в которых посредством численного моделирования пытались описать данные особенности в области ОДП [35,36]. Как правило, в этих работах объясняли возникновение лишь одной ступеньки. В экспериментах зачастую наблюдается несколько ступенек. Подобную структуру можно объяснить сложной внешней цепью, однако, даже в случае простой цепи, как показано в работе [37], наблюдается несколько особенностей, что, по всей видимости, уже указывает на более сложную структуру диода.

Поскольку паразитные нелинейные колебания мешают исследованию ОДП, большое внимание уделялось методам стабилизации тока. Самым распространенным методом является шунтирование диода достаточно малым сопротивлением [38] или большой емкостью [39]. Другой способ рассмотрен в работе [40] и связан с варьированием нагрузочных параметров измерительной цепи. Во всех изложенных ситуациях необходимо учитывать внутренние параметры диода. Таким образом, экспериментальное исследование условий возникновения токовых неустойчивостей может служить еще одним способом определения импеданса диода и его внутренних параметров. Однако подробного экспериментального анализа неустойчивостей тока до сих пор не проводилось.

Дополнительным стимулом для исследования возникновения токовых неустойчивостей являются появившиеся недавно теоретические работы по плазменным неустойчивостям и эффектам неоднородного латерального распределения тока в РТД [41-44]. Исследованию оригинальных плазменных колебаний в туннельных структурах, так называемых барьерных плазменных поляритонов (БПП), посвящены работы В. А. Волкова и М. Н. Фейгинова [41-43]. В работе [41] авторы рассчитали спектр низкоэнергетичной антисимметричной моды БПП, которая представляет

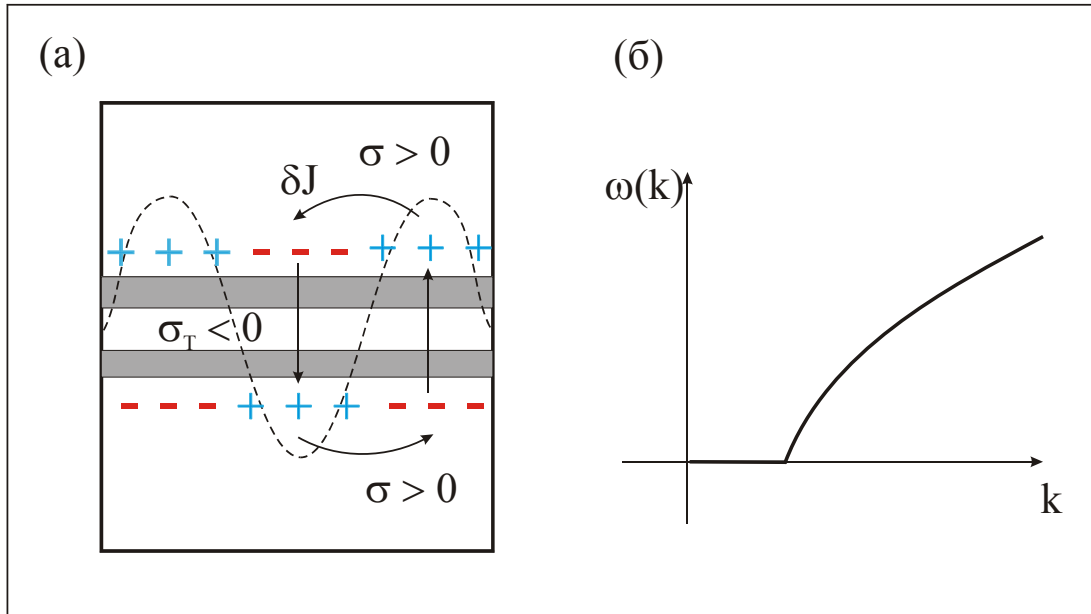


Рис. 3. Барьерные плазменные поляритоны. (а) Антисимметричная мода БПП при наличие отрицательной дифференциальной проводимости $\sigma_T = dJ/dV$. (б) Спектр антисимметричной моды БПП.

собой комбинацию двух поверхностных плазмонов, заряды в которых асимметричны относительно плоскости барьера (см. Рис. 3(а)). Спектр БПП носит бесщелевой характер (см. Рис. 3(б)), при этом групповая скорость поляритонов много меньше скорости света из-за взаимного экранирования плазмонов. В этой работе авторами также было получено выражение для высокочастотного импеданса РТД с учетом БПП возбуждений. Было показано, что особенности в импедансе возникают на частотах, когда ток протекает через диод в режиме скин-эффекта, т. е. в скин-слое, толщина которого сравнима с длиной волны БПП. В работе [42] авторы показали возможность самовозбуждения поляритонов при наличии отрицательной дифференциальной проводимости барьерного слоя. В этой работе использовалось упрощенное представление о резонансно-туннельной проводимости, в частности не учитывалось квантовая индуктивность. Самовозбуждение плазмонов можно понять из следующих качественных соображений: рассмотрим асимметричное распределение флуктуации плотности электронов (см. рис. 3(а)). Данная флуктуация приводит к появлению электрического поля вдоль латерального направления, что в свою очередь вызывает отклонения в плотности электрического тока, которые обозначены стрелками на рисунке 3 (а). Так как дифференциальная проводимость туннельного перехода отрицательна, то отклонения плотности тока направлены в сторону увеличения

флуктуации (от «-» к «+»), в то же время отклонения плотности тока в предбарьерной области направлены в сторону уменьшения флуктуации. Самовозбуждение возникает в ситуации, когда отклонение тока в барьерной области превысит отклонение тока в латеральном направлении. В следующей своей работе [43] авторы рассмотрели плазменные возбуждения в ДЭС в квантовой яме РТД в модели последовательного туннелирования. В этой работе В. А. Волков и М. Н. Фейгинов вычислили спектр двумерных плазмонов с учетом накопления заряда в яме и экранировки КТЭС эмиттера и коллектора. Авторы показали, что на Z-образном участке ВАХ возможны стационарные токовые состояния с неоднородным распределением плотности тока по площади образца, были определены характерные размеры неоднородности. К недостаткам работы можно отнести пренебрежение эффектами электромагнитного запаздывания при выводе спектра двумерных плазмонов.

Обобщенный подход изложен в работе А. Wacker и E. Schöll [44]. Авторы показали, что при наличии внутренней степени свободы в полупроводниковом диоде с S-образной или Z-образной ВАХ, возможно возникновение токовых шнуров при достаточно большом линейном размере диода. Авторы показали, что возможны стационарные шнуровые состояния, для исследования которых при Z-образности необходимо использовать схему с отрицательным нагрузочным сопротивлением и шунтирующей диод емкостью. Подобное поведение ожидается в РТД с существенным накоплением заряда в квантовой яме. Однако до сих пор экспериментального подтверждения шнурования тока в РТД нет. В этой же работе авторы рассмотрели условия возникновения токовых неустойчивостей в зависимости от внешних параметров простейшей измерительной цепи. Анализ показал, что наличие внутренней степени свободы существенно меняет эти условия. В частности, авторы указали на существенную роль внешней емкости.

Подводя итог данному обзору, можно утверждать, что экспериментальное исследование токовых неустойчивостей в РТД является необходимым.

Глава II. Образцы и методы исследований.

II.1. Структуры с двумерными электронными слоями, разделенными туннельным барьером, и вертикальным транспортом электронов.

Образцы.

Существуют два способа создания структур с ДЭС, разделенными туннельным барьером. Первый это использование гетероструктур с двумя квантовыми ямами, разделенными тонким широкозонным слоем. В этом случае электроны появляются в квантовых ямах из-за ионизации примесей, расположенных в широкозонных берегах (см. Рис. 4(а)). Подобные образцы исследовались в работах [9-10]. Второй способ это использование однобарьерной гетероструктуры с легированным барьером.

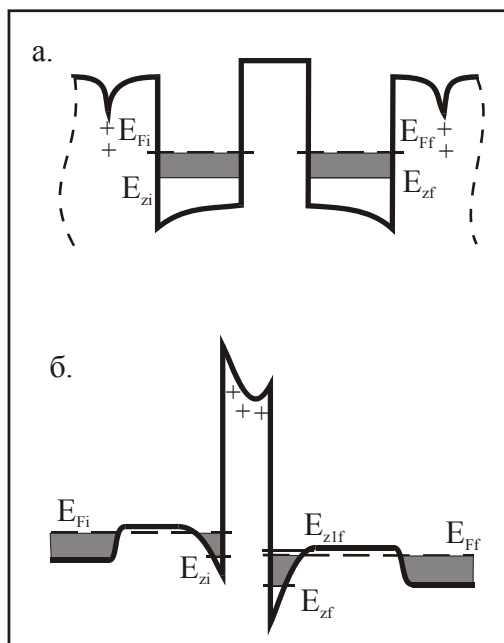


Рис. 4. Схематические диаграммы дна зоны проводимости для гетероструктуры с двумя квантовыми ямами (а) и гетероструктуры с одиночным легированным барьером (б).

В этом случае по обе стороны туннельного барьера возникают двумерные обогащенные электронные слои, вследствие ионизации примесей в барьере (см. Рис. 4(б)). Таким образом, потенциал квантовых ям в основном формируется не структурным составом, как в первом случае, а взаимодействием электронов с примесным остовом.

Образцы были созданы на основе однобарьерной гетероструктуры типа GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs. Гетероструктуры были выращены на ориентированных вдоль направления (100) подложках сильно легированного n⁺-GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии при температуре 600 °С и имели последовательности слоев, представленные в Таблицах I – III. Диаграмма профиля дна проводимости представлена на рисунке 4 (б).

Технологический процесс создания диодов состоял из следующих стандартных операций: 1) нанесение фоторезиста; 2) создание рисунка в резисте (фотолитография); 3) термическое напыление металлического состава (эвтектики) Ni - Au - Ge; 4) снятие резиста; 5) отжиг омических контактов; 6) травление меза-структуры. Отжиг омических контактов происходил в атмосфере азота при температуре 400 °С в течении 1,5 минут.

Таблица I: Структура I

№ слоя	Концентрация доноров, n _D , см ⁻³	Состав	Толщина, нм.
11	3×10 ¹⁸	n ⁺ -GaAs (верхний слой)	200
10	5×10 ¹⁷	n ⁺ -GaAs	200
9	3×10 ¹⁵	n ⁻ -GaAs (спейсер)	200
8	не легирован	GaAs	10
7	не легирован	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	2
6	6×10 ¹⁷	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	10
5	не легирован	Al _{0,4} Ga _{0,6} As	2
4	не легирован	GaAs	10
3	(2-3)×10 ¹⁵	n ⁻ -GaAs (спейсер)	200
2	5×10 ¹⁷	n ⁺ -GaAs	200
1	3×10 ¹⁸	n ⁺ -GaAs	200
Подложка: n ⁺ -GaAs, n _D = (2-3)×10 ¹⁸ см ⁻³			

Таблица II: Структура II.

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
11	1.5×10^{18}	n^+ -GaAs (верхний слой)	300
10	5×10^{17}	n^+ -GaAs	50
9	$(2-3) \times 10^{15}$	n^- -GaAs (спейсер)	70
8	не легирован	GaAs	10
7	не легирован	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	5
6	6×10^{17}	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	10
5	не легирован	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	5
4	не легирован	GaAs	10
3	$(2-3) \times 10^{15}$	n^- -GaAs (спейсер)	70
2	5×10^{17}	n^+ -GaAs	50
1	1.5×10^{18}	n^+ -GaAs	1000
Подложка: n^+ -GaAs, $n_D = (2-3) \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

Таблица III: Структура III.

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
11	1.5×10^{18}	n^+ -GaAs (верхний слой)	300
10	5×10^{17}	n^+ -GaAs	50
9	$(2-3) \times 10^{15}$	n^- -GaAs (спейсер)	70
8	не легирован	GaAs	10
7	не легирован	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	5
6	1.2×10^{18}	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	10
5	не легирован	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	5
4	не легирован	GaAs	10
3	$(2-3) \times 10^{15}$	n^- -GaAs (спейсер)	70
2	5×10^{17}	n^+ -GaAs	50
1	1.5×10^{18}	n^+ -GaAs	1000
Подложка: n^+ -GaAs, $n_D = (2-3) \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

В качестве травителя использовался перекисно-амиачный раствор, при этом маской являлась металлизация.

Одной из ключевых проблем при исследовании 2D-2D туннелирования является создание хороших омических контактов к ДЭС. Как правило, хороший контакт формируется посредством термической диффузии легирующей примеси из металлизации в полупроводник, при этом концентрация примеси должна быть достаточно велика $n_D \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Наличие большого количества примесей, суть рассеивающих центров, резко уменьшает подвижность ДЭС в области контакта. Чтобы избежать подобного негативного эффекта авторы работ [9,10] пространственно разносили контактную область и область, в которой происходил процесс туннелирования. В этой ситуации ток протекал по ДЭС, а потом происходил процесс туннелирования электронов (см Рис. 1). Исследование таких структур в слабых магнитных полях было довольно успешным, однако в сильных полях, в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) интерпретация экспериментальных данных была невозможной. Дело в том, что в рассматриваемых условиях электронный транспорт осуществлялся по краевым состояниям, что существенно уменьшало площадь туннельного контакта. Более того, такая геометрия образцов не позволяет исследовать ДЭС в режиме перехода металл-диэлектрик.

В данной работе предложен другой способ организации контакта к ДЭС. Исследуемые диоды представляли собой цилиндрические столбики диаметром 70 мкм и высотой 1,5 мкм. Таким образом, в образцах осуществлялся только вертикальный транспорт, при этом ДЭС были отделены от контактных областей слаболегированными слоями GaAs (спейсерами, см. Таблицы I - III). В данной геометрии для успешных измерений необходимо, чтобы последовательное сопротивление спейсерных слоев было мало по сравнению с сопротивлением основного туннельного барьера. Для выбора необходимой структуры были проведены измерения ВАХ и вольт-фарадных характеристик образцов.

II.2. Методы определения основных параметров двумерных слоев в вертикальных туннельных структурах.

Вольтамперные характеристики диодов.

На рисунке 5 представлены ВАХ диодов. На ВАХ были обнаружены пики в токе при $V_b = 10$ мВ для диода типа I, при $V_b = 7.4$ мВ для диода типа II, при $V_b = 23.7$ мВ для диода типа III и токовые особенности при $V_b = -13.8$ мВ (тип I) и $V_b = -15.2$ мВ (тип II), $V_b = -40.3$ мВ (тип III), особенности обозначены стрелками. Подобные особенности на ВАХ диодов с одиночным легированным барьером наблюдались ранее W. Demmerle, J. Smoliner и др. [45] и были связаны с резонансным характером туннелирования электронов между ДЭС. В рамках модели последовательного туннелирования авторы получили простые условия возникновения максимумов в туннельной проводимости. Более тщательные теоретические исследования ВАХ проведены в работах [46,47]. Модель последовательного туннелирования справедлива в ситуации, когда ширина пика в токе Γ больше энергии туннельного симметрично-антисимметричного расщепления уровней Δ_{SAS} в ямах по разные стороны барьеров. Для исследуемых структур $\Delta_{SAS} \approx 0.1$ мкэВ, а $\Gamma \geq 4$ мэВ. Таким образом, можно рассматривать ДЭС как индивидуальные электронные системы и использовать приближение последовательного туннелирования. В этом случае при когерентном туннелировании электрона выполняются законы сохранения энергии и поперечной компоненты импульса:

$$E_i = E_f \quad (19)$$

$$p_{xi} = p_{xf} \text{ и } p_{yi} = p_{yf} \quad (20)$$

Поскольку полная энергия 2D электронов имеет вид :

$$E_{i,f} = \frac{p_{xi,f}^2}{2m_*} + \frac{p_{yi,f}^2}{2m_*} + E_{zi,f} \quad (21)$$

тогда из равенств (21), (19), (20) получаем условие для когерентного 2D-2D туннелирования:

$$E_{zi} = E_{zf} \quad (22)$$

где E_{zi} и E_{zf} – донья подзон ДЭС (см. рис 4 (б)). При приложении напряжения квантовые уровни $E_{zi,f}$ смещаются. Поскольку спектр состояний в ямах дискретный наблюдается

пик в токе, когда приложенное напряжение выравнивает энергии уровней в ямах по разные стороны барьеров, т. е. выполняется условие (22).

При исследовании ВАХ туннельных структур следует помнить, что существуют процессы некогерентного туннелирования электронов, такие как туннелирование с рассеянием на примесях, с испусканием всевозможных возбуждений, например фононов, плазмонов и т. п. Такие процессы также могут приводить к особенностям на ВАХ типа пика в токе, о чем пойдет речь далее. Кроме того, такие процессы создают монотонно возрастающий вклад в туннельный ток. Поэтому, строго говоря, положение максимума тока по напряжению может отличаться от резонансного значения напряжения, при котором выполняется условие (22). Обычно в качестве положения резонанса используют положение минимума во второй производной. При этом полагают, что в диапазоне напряжений соответствующих ширине резонанса, вклад фонового не резонансного тока можно считать квадратично зависящим от напряжения. Уширение резонанса в свою очередь определяется процессами рассеяния внутри ДЭС [46], а также неоднородностями потенциала квантовых ям [47].

Таким образом, пики в токе можно связать с резонансным туннелированием электронов при выполнении условия (22) (резонанс 0-0), особенности в токе указанные стрелками соответствуют совпадению уровней E_{zi} и E_{zlf} (см. рис. 4(б)). Как уже упоминалось, некогерентные процессы туннелирования электронов также могут приводить к появлению пиков в токе, однако амплитуда пиков обычно меньше основного резонансного пика, что, например, характерно для пиков, связанных с излучением оптических фононов в РТД [48]. Однако, окончательный вывод можно сделать, только лишь проведя дополнительные исследования вольтфарадных характеристик диодов и туннельного тока в магнитных полях.

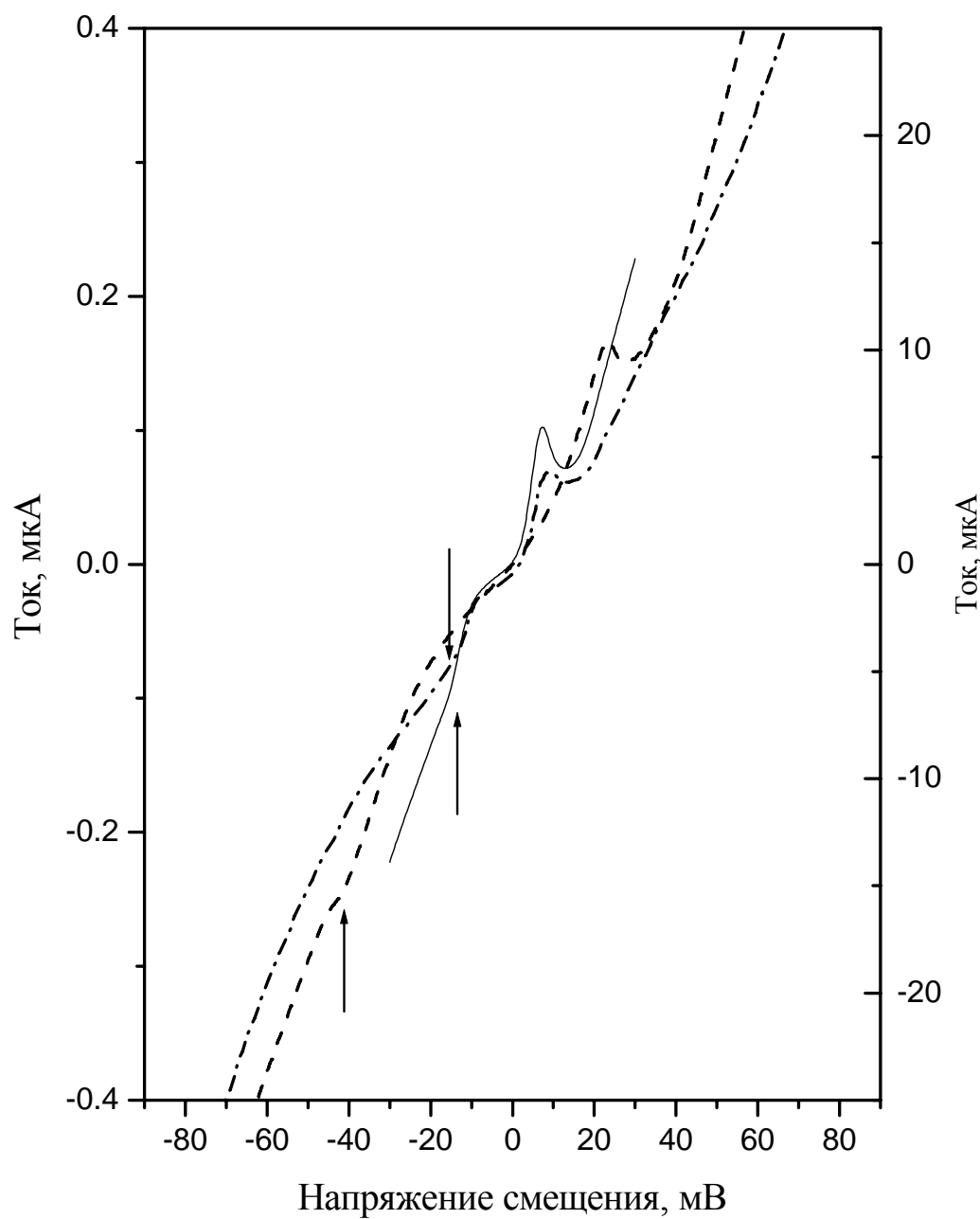


Рис. 5. Вольтамперные характеристики диодов: типа I – штрих-пунктирная кривая, типа II – непрерывная кривая, типа III – штриховая кривая. Стрелками обозначены особенности в токе. На левой оси отложены значения тока для диодов типа I и типа II. На правой оси отложены значения тока для диода III.

Вольтфарадные характеристики диодов.

Как уже говорилось в разделе II.1 для успешного исследования 2D-2D туннелирования необходимо знать сопротивление спейсерных областей диода. Для того, чтобы определить эту величину были проведены измерения емкости диода или измерения мнимой части дифференциальной проводимости на частоте 10 кГц в диапазоне напряжений, в котором наблюдались резонансные пики в токе. Зависимости дифференциальных емкостей и проводимостей диодов представлены на рисунке 6. Измерения проводились на диодах типа II и типа III. Из таблиц II и III видно, что в структуре III концентрация легирующей примеси в барьерном слое в два раза превышает концентрацию примесей в слое $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ в структуре II.

Как видно из рисунка 6 резонансные особенности проявляются как в проводимости диода, так и в емкости. Для того, чтобы понять происхождение емкостных особенностей необходимо рассмотреть эквивалентную схему диода (см. вставку к рисунку 6(a)). Импеданс диода имеет вид:

$$Z(\omega) = \frac{R_c + R + i\omega C R R_c}{1 + i\omega C R} \quad (23)$$

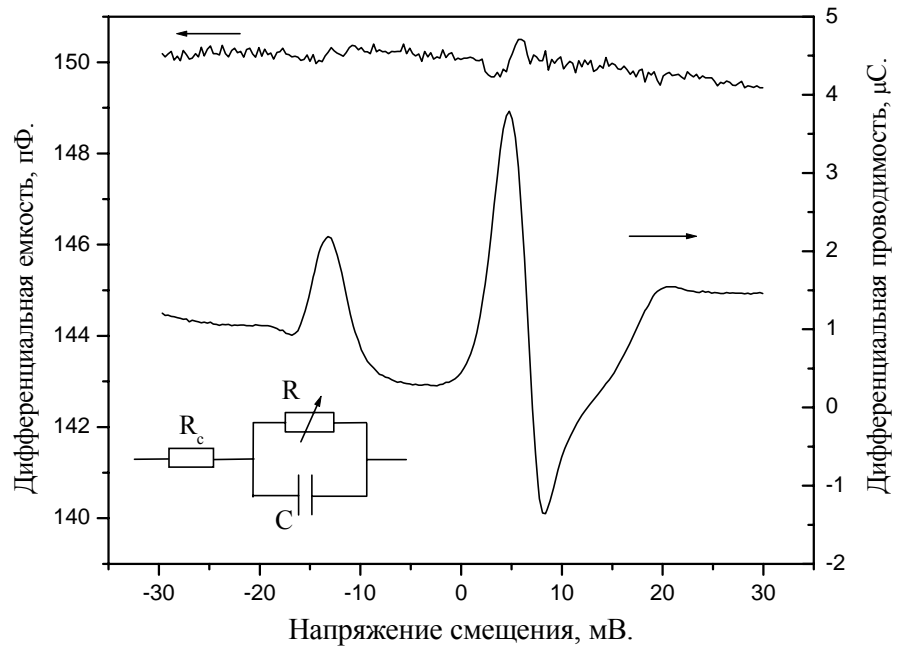
где R_c - суммарное сопротивление двух спейсеров, R, C - дифференциальное сопротивление и дифференциальная емкость барьерной части диода. Исходя из условия $\omega \ll R_c C$, получаем следующее выражение для полной емкости диода.

$$C_D = \frac{\text{Im}(Z^{-1})}{\omega} = C \left(\frac{R}{R_c + R} \right)^2 \approx C - \frac{2C R_c}{R} \quad (24)$$

Таким образом, наличие контактного сопротивления приводит к тому, что в мнимой части проводимости проявляются те же особенности, что и в реальной части дифференциальной проводимости, но обратного знака. Видно, что для структуры II эффект пренебрежимо мал, по сравнению со второй структурой. Используя уравнение (24) можно определить последовательные сопротивления спейсеров. Так для диода типа II: $R_c \approx 300$ Ом, для диода типа III: $R_c \approx 0.4R \approx 950$ Ом.

Возрастание роли сопротивления спейсерных слоев в структурах с сильно легированным барьером можно понять следующим образом. Увеличение уровня легирования в барьере приводит к увеличению концентраций электронов ДЭС, что

(a)



(б)

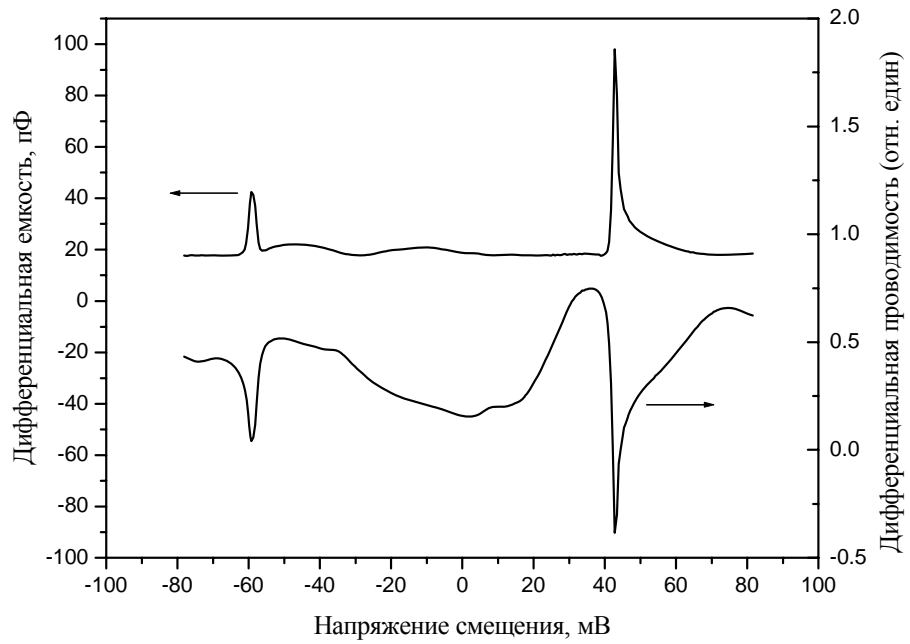


Рис. 6. Дифференциальные емкости и проводимости диодов, созданных на основе: (а) – структуры II; (б) – структуры III. На вставке представлена эквивалентная схема диода.

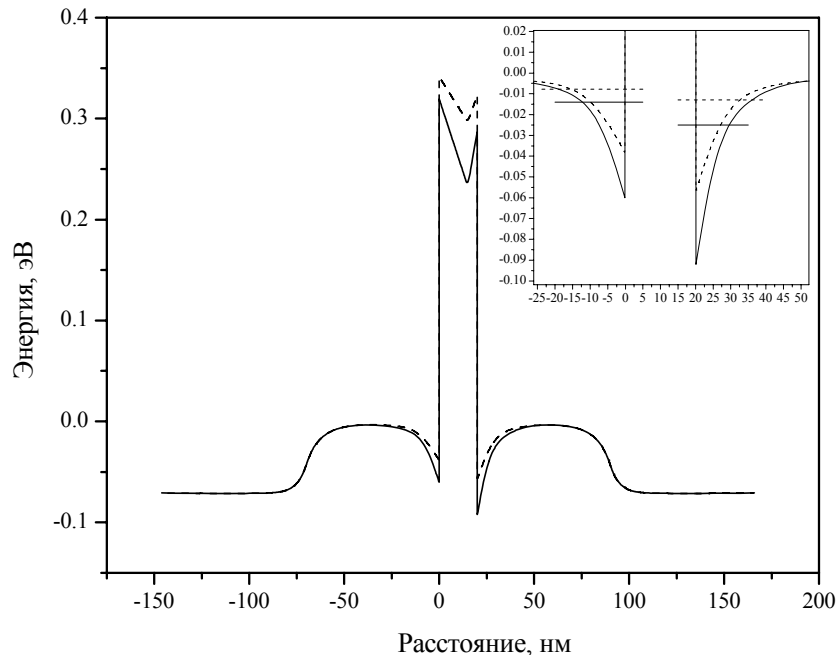


Рис. 7. Результаты самосогласованного расчета профиля дна зоны проводимости и квантовых уровней (см. вставку к рисунку) для структуры типа II (пунктирная кривая) и структуры типа III (непрерывная кривая).

приводит к понижению доньев ДЭС относительно уровней Ферми КТЭС. Таким образом, эффективная высота основного потенциального барьера уменьшается, а высота спейсерных туннельных барьеров увеличивается, что в свою очередь повышает туннельную прозрачность основного барьера и понижает прозрачность спейсерных слоев. На рисунке 7 представлены подтверждающие приведенные рассуждения данные самосогласованного расчета потенциального профиля и энергии квантовых уровней в ямах. Данные получены в результате совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона. В этом случае легирование в барьере моделировалось встроенным в барьер примесным дельта-слоем.

Таким образом, можно утверждать, что в структуре II все приложенное напряжение падает на барьерной области структуры. Это означает что, разница между уровнями Ферми ДЭС совпадает с величиной приложенного напряжения, а падение напряжения на спейсерных барьерах составляет 0.7% от приложенного напряжения. Относительно структуры типа I можно отметить, что поскольку положение резонансных особенностей на ВАХ для диодов типа I и типа II приблизительно

совпадают и степень легирования барьеров в структурах одинаковая, можно полагать, что падение напряжения на спейсерных областях в структуре I также составляет несколько процентов от полного напряжения.

2D-2D туннелирование в слабых магнитных полях.

Наблюдение на ВАХ диода пика в токе есть указание на резонансный характер туннелирования электронов. Однако это не есть доказательство осуществления туннелирования между ДЭС (2D-2D). Для того, чтобы доказать факт двумерности состояний, а так же чтобы определить основные параметры ДЭС необходимо исследование ВАХ диода в магнитных полях разной ориентации. В этой части будут обсуждаться результаты, полученные на диодах структуры I. Поведение тока на диодах структуры II аналогично тому, что описанно ниже.

Планарное магнитное поле $B \perp J$.

В магнитном поле параллельном плоскости ДЭС исследовались зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения. Было обнаружено уширение и расщепления пика проводимости при $V_b = 6$ мВ и уширение пика при $V_b = -14$ мВ (см. рис 8).

Влияние планарного магнитного поля на 2D-2D туннелирование подробно изучали в своих работах J. Smoliner, E. Gornik и др.[45]. Авторы обнаружили расщепление в магнитном поле $B \perp J$ резонансных пиков, связанных с резонансами в 2D-2D туннелировании. J. Smoliner, E. Gornik и др. представили теоретическое объяснение наблюдаемых эффектов, однако, оно было не строгим и сравнение теории с экспериментом было слишком упрощенным. В связи с чем, необходим более тщательный анализ экспериментальных данных.

Рассмотрим подробнее теорию эффекта. В магнитном поле трансляционная инвариантность описывается сохранением обобщенного импульса [49, стр. 529]:

$$P = p + eA \quad (25)$$

где p - импульс электрона, A - вектор-потенциал магнитного поля. В калибровке Ландау вектор-потенциал имеет вид - $A = (0, Bz, 0)$. Магнитное поле направлено

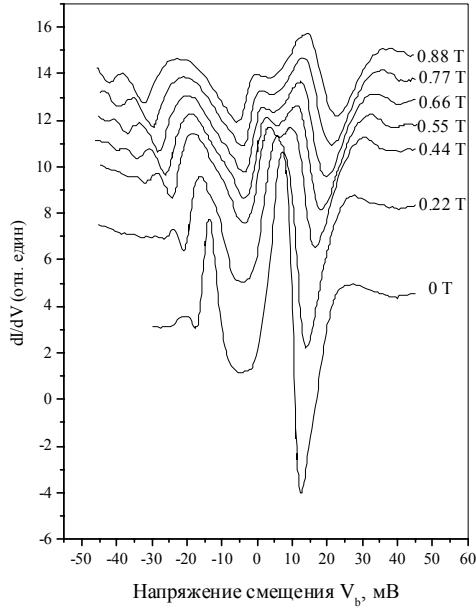


Рис. 8. Зависимости дифференциальной проводимости диода типа I от напряжения смещения в разных магнитных полях $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$.

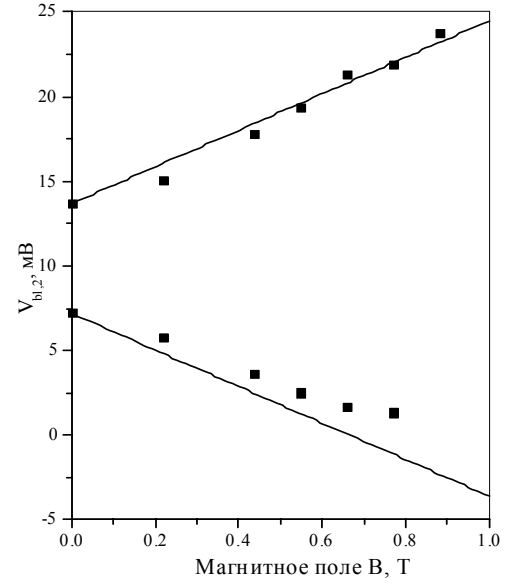


Рис. 9. Зависимость значений напряжения в точках начала V_1 и конца резонансного туннелирования V_2 от магнитного поля.

вдоль оси X , а туннельный ток вдоль Z . Тогда гамильтониан в приближении эффективной массы имеет вид:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m_*} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m_*} + \frac{1}{2m_*} (\hat{p}_y - eBz)^2 + U(z) \quad (26)$$

Так как гамильтониан (26) зависит лишь от координаты z вид поперечные проекции импульса p_x и p_y остаются хорошими квантовыми числами, в этом случае уравнение Шредингера имеет вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_*} \frac{d^2 \varphi_{i,f}}{dz^2} + \left[\frac{1}{2m_*} (p_y - eBz)^2 + U_{i,f}(z) \right] \varphi_{i,f} = E_{zi,f}(p_y) \varphi_{i,f} \quad (27)$$

В этом случае энергия электрона имеет вид:

$$E_{i,f} = \frac{p_x^2}{2m_*} + E_{zi,f}(p_y) \quad (28)$$

Как видно из (27) движение электронов вдоль осей z и y нельзя рассматривать независимо. Говорят, что электрон находится в магнетоэлектрически

гибридизированном состоянии. В слабых магнитных полях решение уравнения (27) можно находить по теории возмущений, в качестве возмущения надо рассматривать следующий оператор:

$$V = \frac{e^2 B^2}{2m_*} z^2 - \frac{p_y e B}{m_*} z \quad (29)$$

Первой поправкой теории возмущения к невозмущенному значению энергии $E_{0i,f}(p_y) = p_y^2/m_* + E_{zi,f}$ является среднее значение $\langle V \rangle_{i,f}$, в этом случае первым членом в (29) можно пренебречь, поскольку $p_F \gg eB\langle z \rangle$, тогда имеем:

$$E_{zi,f}(p_y) = E_{zi,f} + \frac{p_y^2}{2m_*} - \frac{p_y e B}{m_*} \langle z \rangle_{i,f} \quad (30)$$

где усреднение идет по невозмущенным собственным функциям – плоским волнам. Поскольку поперечные компоненты импульса электрона по-прежнему являются хорошими квантовыми числами, условия когерентного резонансного туннелирования (19) и (20) остаются в силе, из них получаем:

$$E_{zi} - \frac{p_y e B}{m_*} \langle z \rangle_i = E_{zf} - \frac{p_y e B}{m_*} \langle z \rangle_f \quad (31)$$

Данное равенство выполняется только при определенном p_y . Таким образом, видно, что вероятность туннелирования не равна нулю только при определенном $p_y = p_{y0}$. Из (31) имеем

$$p_{y0} = \frac{m_* \Delta E_{if}}{eB(\langle z \rangle_i - \langle z \rangle_f)} \quad (32)$$

где

$$\Delta E_{if} = E_{zi} - E_{zf} \quad (33)$$

Очевидно, что пока $p_{y0} > p_{Fi}$, где p_{Fi} – Ферми импульс эмиттерного ДЭС или начального состояния, туннелирование происходить не может, так как в эмиттерном состоянии нет электронов с таким импульсом. Таким образом, резонансное туннелирование возможно, когда $p_{y0} < p_{Ff}$. Исходя из того, что энергия Ферми эмиттера $E_F = E_{Ff} - E_{zf}$ (см. рис. 4) не изменилась при включении магнитного поля, имеем

$$p_{Fi} = \pm \sqrt{2m_* E_F} \quad (34)$$

тогда условия для существования резонансного туннелирования следующие:

$$-\sqrt{2m_*E_F} < p_{y0} < \sqrt{2m_*E_F} \quad (35)$$

Изменять p_{y0} можно, прикладывая разность потенциалов между двумя ДЭС, тогда в (33) появится дополнительный член - eV . Таким образом, резонансное туннелирование начинается и заканчивается, когда $p_{y0} = p_{Ff}$. Тогда из (29) и (35) следуют следующие положения начала и конца резонансного туннелирования:

$$V_{1,2} = \frac{\Delta E_{zif}(V=0)}{e} \pm \sqrt{2m_*E_F} \frac{B}{m_*} (\langle z \rangle_f - \langle z \rangle_i) \quad (36)$$

Как видно из (36) планарное магнитное поле приводит к уширению резонансного пика, что и наблюдается в эксперименте (см. рисунок 8). Для сравнения экспериментальных данных с выражением (36) мы определили значения $V_{1,2}$ как напряжения на краях резонансного пика в токе, при которых величина тока составляла 10% от пиковой величины, при этом величина фонового нерезонансного тока вычиталась из измеряемого тока. Результаты сравнения приведены на рисунке 9. Видно что, расщепление линейно по магнитному полю. Из наклона прямых можно определить коэффициент:

$$\alpha = \sqrt{2m_*E_F} (\langle z \rangle_f - \langle z \rangle_i) / m_* \quad (37)$$

Значение энергии Ферми в ДЭС были определены из осцилляций туннельной проводимости, которые подробно описаны в следующем параграфе. В результате получено среднее расстояние между ДЭС эмиттера и коллектора, оно составило:

$$\langle z \rangle_f - \langle z \rangle_i = 35 \text{ нм} \quad (38)$$

Расчетное значение, полученное при самосогласованном решении уравнений Пуассона и Шредингера, равно 34.5 нм, что довольно хорошо согласуется с (38).

Описанная выше теория описывает лишь уширение резонанса, на эксперименте наблюдается также и расщепление пика при 6 мВ. В своей следующей работе J. Smoliner, E. Gornik и др. [50] объяснили провал тока блокировкой, осуществляемой коллекторным ДЭС. Чтобы понять природу провала необходимо вычислить ток с учетом резонансных условий (20), (31) и заполнения как эмиттерного и коллекторного состояний. Резонансные условия можно представить графически в фазово-энергетическом пространстве (см. рис. 10). Состояния, через которые может

осуществляться резонансное туннелирование, лежат на параболе пересечения дисперсионных параболоидов ДЭС эмиттера и коллектора. При приложении напряжения параболоиды смещаются по энергии, смещается и их пересечение – резонансная парабола. При этом при увеличении напряжения резонансная парабола движется сначала вниз вдоль правой поверхности эмиттерного параболоида, затем проходит через минимум и движется вверх по правой стороне эмиттерного параболоида. Туннелирование начинается, когда парабола опускается ниже уровня Ферми эмиттера, и прекращается когда кривая поднимается выше, что совпадает с условием (36). Провал в резонансном токе связан с ситуацией, когда резонансная парабола опускается ниже уровня Ферми в коллекторе (см. Рис. 10), так как часть состояний в коллекторе ниже этого уровня заняты, туннелирование в них запрещено в силу запрета Паули. Количество пустых состояний резонансной параболы ниже уровня Ферми эмиттера и выше этого уровня коллектора и будут определять плотность резонансного тока:

$$J = \begin{cases} e \int_0^{E_{Fi}-E_0} T \frac{dp_x}{2\pi\hbar} \dots \text{если } E_{Fi} \leq E_0 \leq E_{Ff} \\ e \int_{E_{Fi}-E_0}^{E_{Ff}-E_0} T \frac{dp_x}{2\pi\hbar} \dots \text{если } E_0 \leq E_{Fi} \end{cases} \quad (39)$$

где E_0 – энергия минимума резонансной параболы (см. рис. 10(б)). T – туннельная прозрачность, которую можно считать мало зависящей от энергии в пределах резонансного пика. Тогда имеем:

$$J = \frac{eT}{2\pi\hbar} \Delta p_{xif} \quad (40)$$

где Δp_{xif} – проекция части резонансной параболы, расположенной между уровнями E_{Fi} и E_{Ff} (см. Рис. 10(б)). Величина этой проекции может довольно сильно уменьшиться при достаточно большой энергии Ферми коллекторного газа, в результате чего возникнет провал в туннельном токе. Описанная в этом пункте теория справедлива для бесконечно узких уровней квантования и в пренебрежении эффектов не параболичности. Наличие этих эффектов, а также уширение уровней приводит к размытию расщепления, так что их проявление заметно лишь при измерении дифференциальной проводимости, как это показано на рисунке 8.

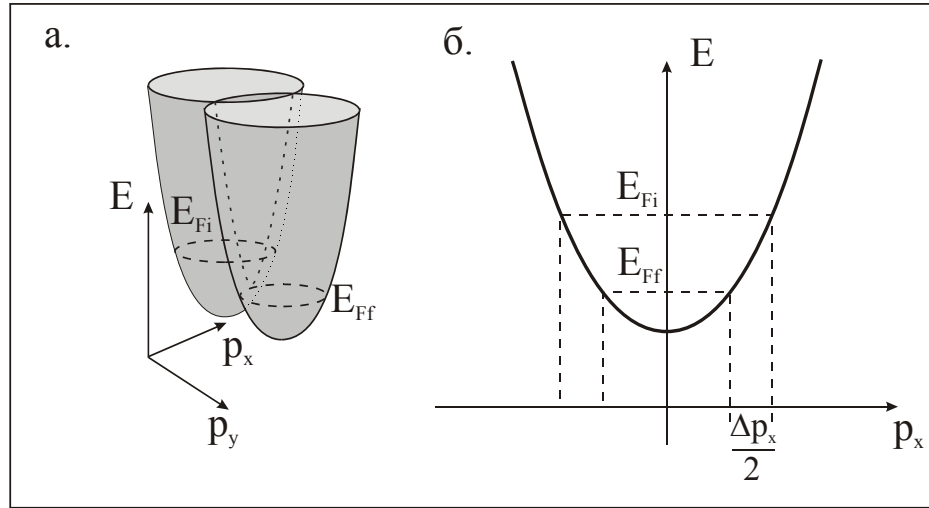


Рис. 10 Графическое представление в энергетическом фазовом пространстве условий резонансного 2D-2D туннелирования в магнитном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$ с учетом заполнения ДЭС.

Таким образом, поведение токового пика в планарном магнитном поле указывает на то, что он связан с резонансом 0-0 в 2D-2D туннелировании электронов.

Вертикальное магнитное поле $B \parallel J$.

В вертикальном магнитном поле ситуация меняется радикально, поскольку в латеральном направлении движение электронов не ограничено потенциальными барьерами. В этом случае магнитное поле создает собственные квантовые уровни, а именно уровни Ландау, что в свою очередь приводит к появлению новых особенностей в дифференциальной проводимости. Рассмотрим подробнее условия туннелирования в вертикальном магнитном поле. При этом будем использовать калибровку Ландау, т.е. $\mathbf{A} = (-By, 0, 0)$, тогда волновые функции электронов имеют вид [49, стр. 532]:

$$\Psi_{ni,f}(\mathbf{r}) = \varphi_{i,f}(z) \chi_{ni,f}(y) \exp\left(\frac{ip_x x}{\hbar}\right) \quad (41)$$

где $\varphi_{i,f}(z)$ - решение уравнения Шредингера для движения перпендикулярно плоскостям ДЭС, а

$$\chi_{ni,f}(y) = \frac{1}{\pi^{1/4} l_c^{1/2} \sqrt{2^n n!}} \exp\left(-\frac{(y - y_{0i,f})^2}{2l_c^2}\right) H_{ni,f}\left(\frac{y - y_{0i,f}}{l_c}\right) \quad (42)$$

где $H_n(x)$ – полином Эрмита n -ой степени, $y_0 = p_x/eB$ – координата центра орбиты. Энергия же электронов принимает следующие значения:

$$E_{i,f} = \left(N_{i,f} + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c \pm \frac{g}{2} \mu_B B + E_{zi,f} \quad (43)$$

где $\mu_B = g\hbar e/2m^*$ – магнетон Бора, g – фактор Ландэ. Вследствие конечных латеральных размеров уровни Ландау конечное вырождение:

$$N_c = \frac{S}{2\pi l_c} \quad (44)$$

где S – площадь ДЭС. Таким образом, видно, что волновые функции координально изменились, поэтому для реализации резонансного туннелирования необходимо сохранение главного магнитного числа N или номера УЛ, центра орбиты y_0 что равносильно следующим равенствам:

$$p_{xi} = p_{xf}, \quad N_i = N_f \quad (45)$$

$$E_i = E_f \quad (46)$$

Из этих условий с учетом (43) и сохранения ориентации спина электрона при туннелировании снова получаем условие (22).

Таким образом, магнитное поле не изменило условия резонансного туннелирования, однако на эксперименте можно наблюдать появление новых особенностей на зависимости дифференциальной проводимости диода от напряжения (см. рис. 11). Для объяснения этих особенностей необходимо рассмотреть нерезонансные процессы при туннелировании такие как туннелирование с рассеянием на примесях, которое происходит с сохранением энергии, (упругое туннелирование). В этом случае условие (45) нарушается и остается в силе лишь равенство (46), откуда с учетом сохранения ориентации спина при рассеянии и выражения (43) получаем новое условие:

$$E_{zi} = E_{zf} + (N_f - N_i) \hbar \omega_c \quad (47)$$

Из полученного выражения видно, что процессы упругого туннелирования приобрели резонансный характер, так как они разрешены при определенных напряжениях смещения, когда разность уровней квантования E_{zi} , E_{zf} в ямах кратна циклотронной

энергии. Следовательно, при таких напряжениях появляются особенности в токе типа пика (см. рис. 11). Положение этих особенностей линейно зависит от магнитного поля, причем при $B = 0$ их положение должно совпадать с резонансным пиком, что видно из (47). На рисунке 12 показаны зависимости положений дополнительных максимумов в дифференциальной проводимости от магнитного поля. Видно, что зависимость эта линейная, и положение особенности 1 хорошо описывается предложенной моделью при $N_f - N_i = 2$. Пик при $N_f - N_i = 1$ должен располагаться в области ОДС и поэтому его сложно различить. Возможно и другое объяснение, связанное со смещением резонансного пика в магнитном поле, подробное исследование которого будет описано в следующей главе. Остальные пики не видны по причине ослабления их амплитуды, поскольку вероятность упругого рассеяния падает при увеличении энергии электронов. Особенность 2 ведет себя иначе и, по-видимому, не связана с упругим туннелированием. Чтобы понять ее происхождение необходимо исследовать

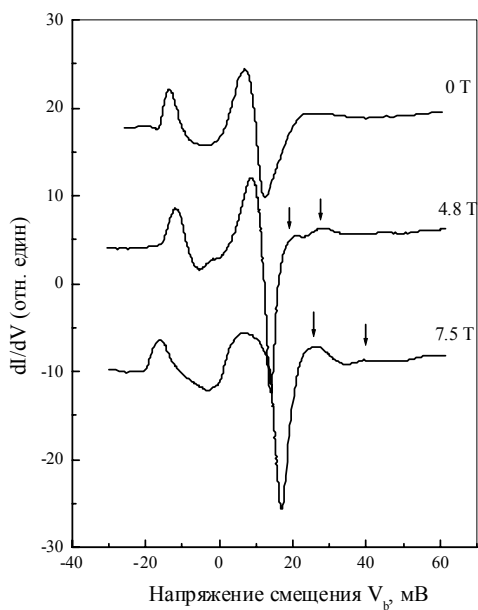


Рис. 10. Зависимость дифференциальной проводимости диода от напряжения смещения при разных величинах магнитного поля $B \parallel J$. Стрелками указаны пики в проводимости, возникающие в магнитном поле.

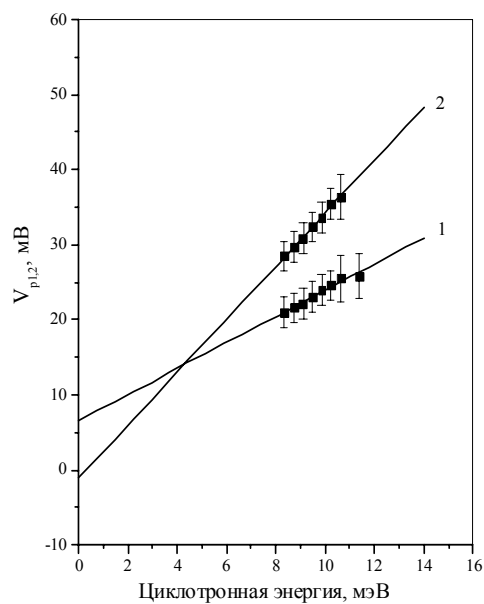


Рис. 11. Положение пиков проводимости в зависимости от магнитного поля в единицах циклотронной энергии.

зависимости дифференциальной проводимости от магнитного поля при разных, фиксированных напряжениях смещения.

Осцилляции туннельной проводимости при 2D-2D туннелировании электронов.

В ранних работах [9,10,45] геометрия образцов позволяла проводить исследования как латерального транспорта электронов вдоль ДЭС так и туннельного транспорта между ДЭС. Для определения таких параметров ДЭС как концентрация электронов, авторы исследовали осцилляции Шубникова – де Гааза в латеральной проводимости. В случае вертикального транспорта определение концентрации ДЭС представляет собой более сложную задачу, поскольку на сегодняшний день не существует адекватной теории описывающей осцилляции туннельной проводимости при туннелировании электронов между ДЭС в квантующих магнитных полях. Насколько известно автору, в данной работе представлено первое тщательное экспериментальное исследование такого рода осцилляций.

В зависимостях $dI/dV(B)$ были обнаружены осцилляции, периодичные по обратной величине магнитного поля (см. рис. 12). Наблюдались осцилляции двух периодов. На рисунке 13 представлены Фурье спектры осцилляций. Поскольку наряду с

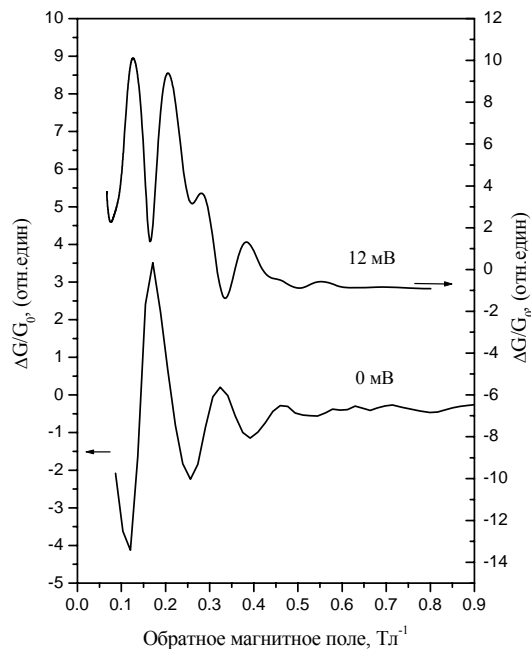


Рис. 12. Осцилляции туннельной проводимости в магнитном поле $B \parallel J$ при разных напряжениях смещения.

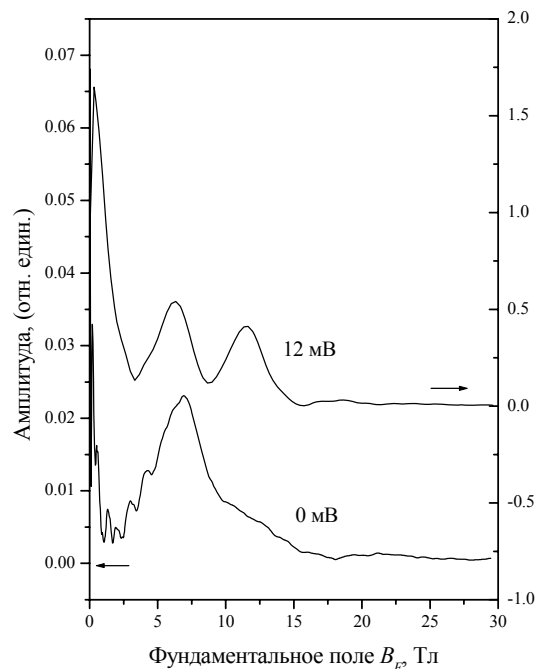


Рис. 13. Фурье спектры осцилляций туннельной проводимости при разных фиксированных напряжениях смещения.

осциллирующей частью проводимости существует фоновая проводимость, которая также зависит от магнитного поля, в спектрах осцилляций присутствует нулевой максимум. Зависимости спектральных положений не нулевых максимумов (фундаментальных полей B_F) в зависимости от напряжения смещения приведены на рисунке 14. Заметим что, одна частота сильно зависит от напряжения смещения (кривая 1 на рис. 14), зависимость другой от напряжения существенно слабее. Сильная зависимость может возникнуть из-за модуляции уровнями Ландау плотности пустых состояний в коллекторной ДЭС, в которые туннелируют электроны [51]. Количество этих состояний определяется напряжением смещения, поэтому частота таких осцилляций сильно зависит от V_b . Слабая зависимость может быть связана с изменением концентрации электронов ДЭС при приложении напряжения, поскольку это изменение определяется достаточно малой емкостью барьера [3-5]. Однако существует ряд вопросов, на которые необходимо обратить внимание. Во-первых, в исследуемой системе существуют две ДЭС и каждая из них должна давать вклад в осцилляции туннельной проводимости. Во-вторых, при изменении знака приложенного напряжения ($V_b < 0$, рис.12) должны наблюдаться осцилляции, связанные с пустыми состояниями коллекторного ДЭС, с увеличением частоты, а не с уменьшением как в наших экспериментах (кривая 2). Наблюдаемое поведение можно объяснить, учитывая уширения квантовых уровней в 2D обогащенных слоях.

Уширение уровня может быть однородным и неоднородным. Однородное уширение, как правило, связано с конечным временем жизни электрона в квантовом состоянии, что приводит к затуханию волновой функции со временем. В этом случае темп затухания или полуширина спектральной функции определяется вероятностью ухода электрона из квантового состояния. При этом форма линии уровня Ландау, как правило, имеет вид функции Лоренца. Такое приближение было подробно исследовано в работе А. Н. MacDonald и др. [46]. Неоднородное уширение исследовалось в работе Ф. Т. Васько [47]. Оно связано со случайным потенциалом дефектов, характерный размер которого превышает длину локализации электронов. В магнитном поле длина локализации определяется циклотронным радиусом. В этом случае полагают, что спектральная функция имеет форму Гаусса. Для описания неоднородного уширения также можно ввести функцию $G_{i,f}(E_{zi,f})$, которая является плотностью вероятности распределения уровней $E_{zi,f}$ по площади образца. С учетом вышеизложенного, а также специфики состояний электрона в магнитном поле на основе выражения (Глава I,

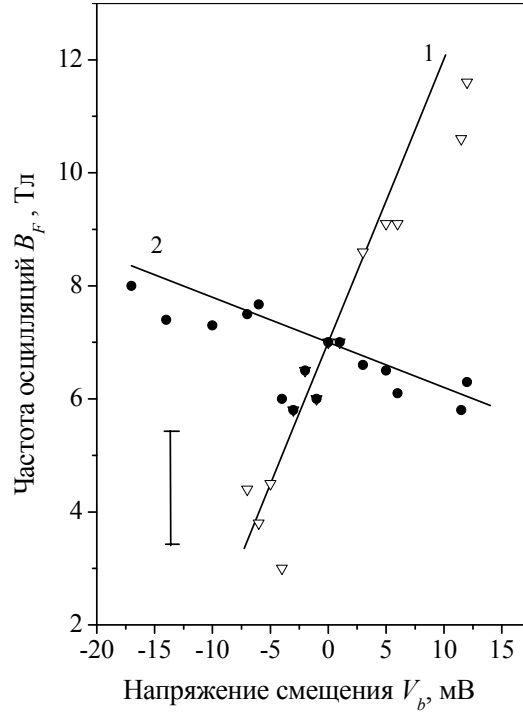


Рис. 14. Зависимость частот осцилляций дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения. Поскольку осцилляции проводимости периодичны в обратном магнитном поле, частота выражается в Тл. Линия 1 – соответствует расчетным значениям частоты B_{Fi} . Линия 2 – расчетные значения частоты B_{Ff} . Ошибка в определении частоты составляет 2 Тл.

выражение (14)) получаем выражение для туннельного тока с учетом эффектов уширения:

$$J = \frac{e}{\hbar l_c^2} \sum_{N_i, N_f} \int |T_{if}|^2 G_i(E_{zi}) G_f(E_{zf}) \int A_i^-(N_i, \varepsilon_i) \int A_f^+(N_f, \varepsilon_f) \delta(\varepsilon_i + E_{zi} - \varepsilon_f - E_{zf}) \times \\ \times (f(\varepsilon_i + E_{zi}) - f(\varepsilon_f + E_{zf})) \frac{d\varepsilon_i d\varepsilon_f dE_{zi} dE_{zf}}{(2\pi)^4} \quad (48)$$

где $\varepsilon_{i,f}$ – энергия движения электрона в плоскости ДЭС. Выражение (47) справедливо в ситуации, когда ε_i , ε_f , E_{zi} и E_{zf} являются независимыми друг от друга. Учитывая (44), при нулевой температуре, получаем:

$$J = \frac{e}{\hbar l_c^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} |T_{if}|^2 G_i(E_{zi}) G_f(E_{zf}) \sum_N \int_{E_{zf}-E_{zf}}^{E_{Fi}-E_{zi}} A_i^-(N, \varepsilon) A_f^+(N, \varepsilon + E_{zi} - E_{zf}) d\varepsilon \frac{dE_{zi} dE_{zf}}{(2\pi)^2} \quad (49)$$

В этом случае возможны три ситуации: первая – неоднородное уширение существенно больше однородного, вторая – однородное уширение превалирует, третья, когда их

величины сравнимы. Рассмотрим первую ситуацию. В этом случае спектральные функции $A_{i,f}^{\pm}(N, \varepsilon)$ можно заменить δ -функциями, тогда имеем:

$$J = \frac{e}{\hbar l_c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |T_{if}|^2 G_i(E_{zi}) G_f(E_{zf}) \sum_{N_f}^{N_i} \delta(E_{zi} - E_{zf}) \frac{dE_{zi} dE_{zf}}{(2\pi)^2} \quad (50)$$

где $0 < (E_{Fif} - E_{zif} - \hbar\omega_c(N + 1/2))/\hbar\omega_c < 1$, т. е. сумма ведется по тем номерам УЛ, энергия которых лежит между E_{Ff} и E_{Fi} уровнями Ферми эмиттера и коллектора, отсюда получаем границы для E_{zif} : $3/2\hbar\omega_c - E_{Fif} < E_{zif} < E_{Fif} - 1/2\hbar\omega_c$ и выражение для тока:

$$J = \frac{e}{\hbar l_c^2} \int_{-E_{Fi} + \frac{3}{2}\hbar\omega_c}^{E_{Fi} - \frac{1}{2}\hbar\omega_c} \sum_{n_f}^{n_i} |T_{if}|^2 G_i(E_z) G_f(E_z) \frac{dE_z}{2\pi} \quad (51)$$

Предположим что, один уровень размерного квантования, например E_{zi} , уширен меньше, чем другой, что естественно в случае неоднородного уширения, более того будем полагать, что величина уширения меньше энергий Ферми. В этом случае функции T_{if} и G_i можно вынести за знак интегрирования, тогда получаем:

$$J = \frac{2\pi e}{\hbar} |T_{if}(\bar{E}_{zi})|^2 G_f(\bar{E}_{zi}) \sum_{n_f(\bar{E}_{zf})}^{n_i(\bar{E}_{zi})} \frac{1}{2\pi l_c^2} \quad (52)$$

где \bar{E}_{zi} - средняя энергия размерного квантования в коллекторной ДЭС. Сумму в этом выражении можно представить как интеграл двумерной плотности состояний коллекторной ДЭС:

$$J = \frac{2\pi e}{\hbar} |T_{if}(\bar{E}_{zi})|^2 G_f(\bar{E}_{zi}) \int_{E_{Fi} - \bar{E}_{zi}}^{E_{Ff} - \bar{E}_{zi}} g(B, E) dE \quad (53)$$

Тогда выражение для дифференциальной проводимости имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dV} &= \frac{2\pi e}{\hbar} |T_{if}(\bar{E}_{zi})|^2 G_f(\bar{E}_{zi}) \left(g(B, E_{Ff} - \bar{E}_{zi}) \left(e - \frac{d\bar{E}_{zi}}{dV} \right) + g(B, E_{Fi} - \bar{E}_{zi}) \frac{d\bar{E}_{zi}}{dV} \right) + \\ &+ \frac{2\pi e}{\hbar} \frac{d|T_{if}(\bar{E}_{zi})|^2 G_f(\bar{E}_{zi})}{dV} \int_{E_{Fi} - \bar{E}_{zi}}^{E_{Ff} - \bar{E}_{zi}} g(B, E) dE \end{aligned} \quad (54)$$

Из теории эффекта Шубникова-де-Гааза следует, во-первых, что плотность состояний ДЭС сильнее зависит от магнитного поля, чем туннельный ток, поэтому второе слагаемое можно опустить, во-вторых, первое слагаемое будет осциллировать с изменением магнитного поля с двумя частотами:

$$B_{Fi,f} = m_* \left(\frac{E_{Fi,f} - E_{zi}}{e\hbar} \right) \quad (55)$$

Поскольку E_{zf} и E_{Fi} меняются с приложением напряжения, изменяются и частоты осцилляций. Рассчитанные на основе выражений (55) прямые представлены на рисунке 14. Видно, что предложенная модель достаточно хорошо описывает эксперимент. Отметим, что в ситуации, когда однородное уширение играет существенную роль частоты осцилляций будут иметь другие зависимости от напряжения. Более того, в такой ситуации представляется трудным объяснить зависимость частот осцилляций только от положения одного уровня размерного квантования.

Отметим, что предложенная модель допускает качественное объяснение выражений (55). Рассмотрим две ямы, разделенные туннельным барьером, энергии уровней в которых совпадают (см. рис 15). Такая ситуация эквивалентна одному квантовому уровню, тогда осцилляций туннельного тока будут определяться осцилляциями плотностей состояний на уровнях E_{Fi} и E_{Ff} . Поскольку УЛ образуют периодическую лестницу, начинающуюся от уровня размерного квантования, осцилляции плотностей состояний и соответственно тока будут определяться выражением (55). При наличии неоднородного уширения существует набор локальных пар доньев 2D подзон по обе стороны барьера, энергии которых совпадают (см. рис 15), именно резонансное туннелирование через такие узкие места и определяет осциллирующую часть тока. При приложении напряжения частоты осцилляций будут смещаться в соответствии с перемещением по энергии таких резонансных мест. Если в одной яме неоднородное уширение значительно меньше уширения в другой яме, средняя энергия резонансных уровней будет отслеживать перемещение наименее уширенного квантового уровня. Расчетные значения B_{Fi} и B_{Ff} были получены в ситуации, когда наименее уширенным был уровень в яме с меньшей концентрацией электронов. По-видимому, именно этот уровень и определяет осцилляции проводимости в образцах.

Частота B_{Fi} определяется концентрацией ДЭС с уровнем E_{zi} , которая изменяется с приложенным напряжением вследствие конечной емкости барьера:

$$n_i(V) = n_i(0) - CV/e \quad (56)$$

В нулевом магнитном поле концентрация ДЭС пропорционально энергии Ферми ДЭС:

$$E_{Fi} - E_{zi} = n_i/G_{2D}$$

Тогда с учетом (56) имеем выражение для изменения энергии Ферми коллекторной ДЭС с напряжением в нулевом магнитном поле:

$$E_{Fi} - E_{zi}(V) = E_{Fi} - E_{zi}(0) - CV/(eG_{2D}) \quad (57)$$

Отсюда имеем следующую зависимость для частоты B_{Fi} :

$$B_{Fi}(V) = B_{Fi}(0) - m*CV/(e^2\hbar G_{2D}) \quad (58)$$

Для частоты B_{Ff} имеем следующее выражение с учетом (55) и (58):

$$B_{Ff}(V) = B_{Fi}(V) + m*(E_{Ff} - E_{Fi})/e\hbar = B_{Fi}(V) + m*V/\hbar \quad (59)$$

На рисунке 17 кривая 1 соответствует уравнению (59), кривая 2 соответствует выражению (58).

Большое уширение квантового уровня в слое с большей концентрацией вполне ожидаемо в структурах с легированным барьером. Так как разность концентраций ДЭС возникает из-за несимметричности легирования барьерного слоя, система с большей концентрацией электронов находится ближе к ионам примеси. Поэтому энергия квантового уровня в этой системе сильнее изменяется при флуктуациях концентрации легирующей примеси. На рисунке 16 представлены расчетные значения положений квантовых уровней в обеих ДЭС в зависимости от концентрации примеси в барьере. Видно что, в системе с большей концентрацией энергия уровня E_{zf} имеет сильную зависимость, что означает наличие большого уширения при флуктуациях количества примесей.

Концентрации электронов в ДЭС можно определить из данных по частотам осцилляций (рис. 14), используя выражение (55). Так концентрация ДЭС с уровнем E_{zi} составляет $n_i = (3.3 \pm 0.9)10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $V_b = 0$ мВ, при приложении положительного напряжения концентрация падает и при $V_b = 10$ мВ составляет $n_i = (2.9 \pm 0.9)10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поскольку при $V_b = 10$ мВ наблюдается резонанс в токе, при данном напряжении энергии уровней E_{zf} и E_{zi} совпадают, соответственно из B_{Ff} (см. выражение (55)) можно определить концентрацию второй ДЭС. Соответственно при $V_b = 10$ мВ концентрация второй ДЭС составляет $n_f = (5 \pm 0.9)10^{11} \text{ см}^{-2}$. Отметим, что суммарная концентрация составляет $n = n_i + n_f = (8 \pm 2)10^{11} \text{ см}^{-2}$, что немного превышает уровень легирования барьера, что возможно связано с систематической ошибкой данного метода определения концентраций. Дело в том, что выражение (55) было получено в предположении, что магнитное поле не меняет энергии Ферми ДЭС $E_{Fi} - E_{zi}$ и $E_{Ff} - E_{zf}$, что не верно. Как показали самосогласованные расчеты в работах [4,5], данные величины осциллируют около некой средней величины. Таким образом, скорее всего

выражение (55) дает значение именно этой средней величины, которая может и отличаться значений энергий Ферми ДЭС в нулевом магнитном поле.

Таким образом, измерения в слабых магнитных полях показали, что модель туннелирования электронов между двумерными системами удачно описывает транспорт электронов в исследуемых образцах. Кроме этого были определены такие параметры как среднее расстояние между ДЭС и концентрации электронов в ДЭС.

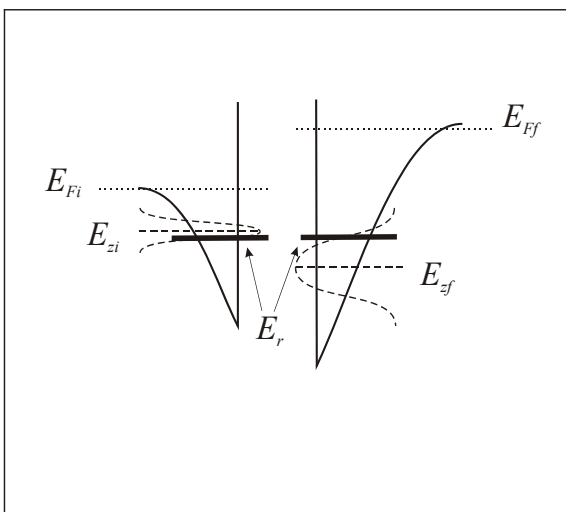


Рис. 15 Квантовые ямы с неоднородно уширенными доньями 2D подзон. E_r – общая энергия резонансных локальных уровней.

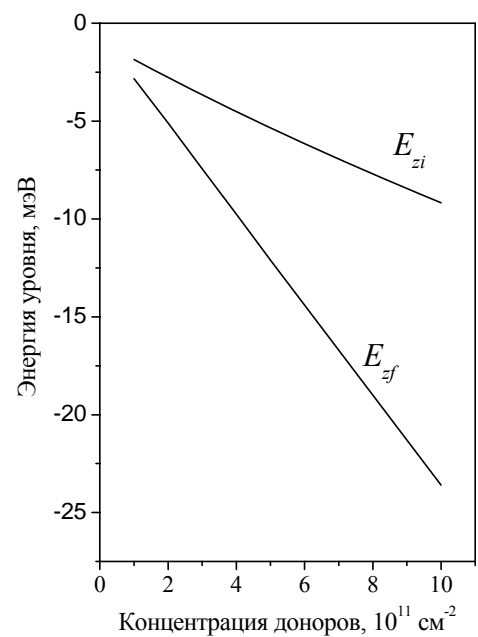


Рис. 16 Расчетные зависимости энергий квантовых уровней в ямах от концентрации легирующей примеси в барьере.

II.3. Двухбарьерные резонансно-туннельные структуры.

Образцы

В данной части работы исследовались диоды, изготовленные на основе двухбарьерных гетероструктур типа: InGaAs-AlAs и GaAs – Al_xGa_{1-x}As. Гетероструктуры имели следующие последовательности слоев:

Таблица IV: Структура IV.

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
15	1×10^{14}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As (верхний слой)	85
14	$1 \times 10^{14} - 1 \times 10^{18}$	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	34
13	1×10^{18}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	85
12	$2 \times 10^{16} - 1 \times 10^{18}$	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	51
11	2×10^{16}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	85
10	не легирован	In _{0,5} Ga _{0,5} As	6.4
9	не легирован	AlAs	3.2
8	не легирован	In _{0,5} Ga _{0,5} As	5.1
7	не легирован	AlAs	3.2
6	не легирован	In _{0,5} Ga _{0,5} As	6.4
5	2×10^{16}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	85
4	$2 \times 10^{16} - 1 \times 10^{18}$	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	51
3	1×10^{18}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	85
2	$1 \times 10^{18} - 5 \times 10^{18}$	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	34
1	5×10^{18}	n^+ - In _{0,5} Ga _{0,5} As	225
Подложка: n^+ - InP, $n_D = 5 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

Таблица V: Структура V.

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
9	1×10^{18}	n^+ -GaAs (верхний слой)	300
8	1×10^{17}	n^- -GaAs	70.5
7	не легирован	GaAs	30
6	не легирован	Al _{0,6} Ga _{0,4} As	8.3
5	не легирован	GaAs	11.8
4	не легирован	Al _{0,6} Ga _{0,4} As	8.3
3	не легирован	GaAs	30
2	1×10^{17}	n^+ -GaAs	70.5
1	1×10^{18}	n^+ -GaAs	300
(100) Подложка: n^+ -GaAs, $n_D = 1 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

Таблица VI: Структура VI.

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
9	3×10^{18}	n^+ -GaAs (верхний слой)	300
8	2×10^{17}	n^+ -GaAs	50.4
7	не легирован	GaAs	50.4
6	не легирован	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	8.3
5	не легирован	GaAs	9.6
4	не легирован	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	8.3
3	не легирован	GaAs	50.4
2	1×10^{17}	n^+ -GaAs	50.4
1	1×10^{18}	n^+ -GaAs	300
(100) Подложка: n^+ -GaAs, $n_D = 1 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

Таблица VII: Структура VII

№ слоя	Концентрация доноров, $n_D, \text{см}^{-3}$	Состав	Толщина, нм.
9	1×10^{18}	n^+ -GaAs (верхний слой)	300
8	1×10^{17}	n^+ -GaAs	70.5
7	не легирован	GaAs	30
6	не легирован	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	8.3
5	не легирован	GaAs	5.6
4	не легирован	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	8.3
3	не легирован	GaAs	30
2	1×10^{17}	n^+ -GaAs	70.5
1	1×10^{18}	n^+ -GaAs	300
(100) Подложка: n^+ -GaAs, $n_D = 1 \times 10^{18} \text{см}^{-3}$			

Технологический процесс изготовления диодов состоял из стандартных операций, описанных в разделе II.2. Диоды имели различные диаметры и формы мезы, так диаметр диодов типа IV составлял 100 мкм, РТД типа V имели 20 мкм, 50 мкм и 100 мкм диаметры мезы. Образцы типа VI с круговой мезой имели диаметры 20 мкм, 50 мкм, 100 мкм, 200 мкм.

Вольтамперные характеристики РТД.

Характерные вольтамперные характеристики РТД обладают участком с резким падением тока или с ОДП или можно сказать, что ВАХи имеют ярко выраженную структуру токовых пиков. Как уже упоминалось в разделе II.2 резонансное туннелирование способно привести к подобным ВАХ. Действительно, так как толщина слоя полупроводника между барьерными слоями гораздо меньше длины сбоя фазы электрона, между барьерами возникают локализованные квазидвумерные состояния, туннелирование через которые носит резонансный характер. Условие резонансного туннелирования аналогичны условию (22), при этом резонансный ток возникает, когда энергия локализованного состояния $E_0 = E_{zf} \leq E_{Fi}$, где E_{Fi} – энергия Ферми примыкающей к барьеру КТЭС (см. рис. 17(а)). Резонансный ток прекращается, когда $E_0 \leq E_{ci}$, в этом случае наблюдается спад тока или область ОДП. Ширина падающего участка ВАХ зависит от энергетической ширины уровня размерного квантования E_0 , а так же от процессов нерезонансного туннелирования электронов, которые, как правило, приводят к увеличению тока с напряжением. Резонансное туннелирование через более высокий уровень размерного квантования E_1 также может приводить к резкому увеличению тока после прекращения туннелирования через E_0 .

Пренебрегая нерезонансными процессами, а также туннелированием через E_1 из выражения (14) (в главе I) легко получить следующее выражение для туннельного тока через E_0 .

$$J = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} T(E) G_{2D}(E) (f_i(E) - f_f(E)) dE \quad (60)$$

Полагая температуру нулевой и пренебрегая зависимостью прозрачности $T(E)$ от энергии, получаем следующее выражение для тока:

$$J = \begin{cases} \frac{2eTg_{2D}}{h}(E_{Fi} - E_0), \dots E_{Ff} < E_0 \leq E_{Fi} \\ 0, \dots E_0 < E_{ci} \\ 0, \dots E_0 > E_{Fi} \end{cases} \quad (61)$$

Ситуация когда $E_0 \leq E_{Ff}$ здесь не будет рассматриваться, поскольку она не реализовывалась в исследуемых образцах. Чтобы получить зависимость $J(V)$ необходимо знать зависимость $E_0(V)$ и $E_{ci}(V)$, если энергия Ферми КТЭС эмиттера не очень велика данные зависимости можно аппроксимировать линейными функциями, тогда вместо верхнего выражения в системе (61) можно написать следующее:

$$J = \frac{2e^2Tg_{2D}}{h} \alpha (V - V_t) \quad (62)$$

где $\alpha = dE_0/dV(V_t)$, а V_t – пороговое напряжение, при котором $E_0 = E_{Fi}$. В результате ВАХ будет иметь вид представленный на рисунке 17(б) кривой 1. Необходимо отметить, что токовый пик будет иметь в этом случае треугольную форму, и ширина пика будет задаваться энергией Ферми КТЭС эмиттера. Как уже упоминалось помимо E_0 от напряжения зависит также и E_{ci} , а точнее потенциальный профиль перед барьером, если примыкающая КТЭС имеет достаточно большую концентрацию электронов, то этим

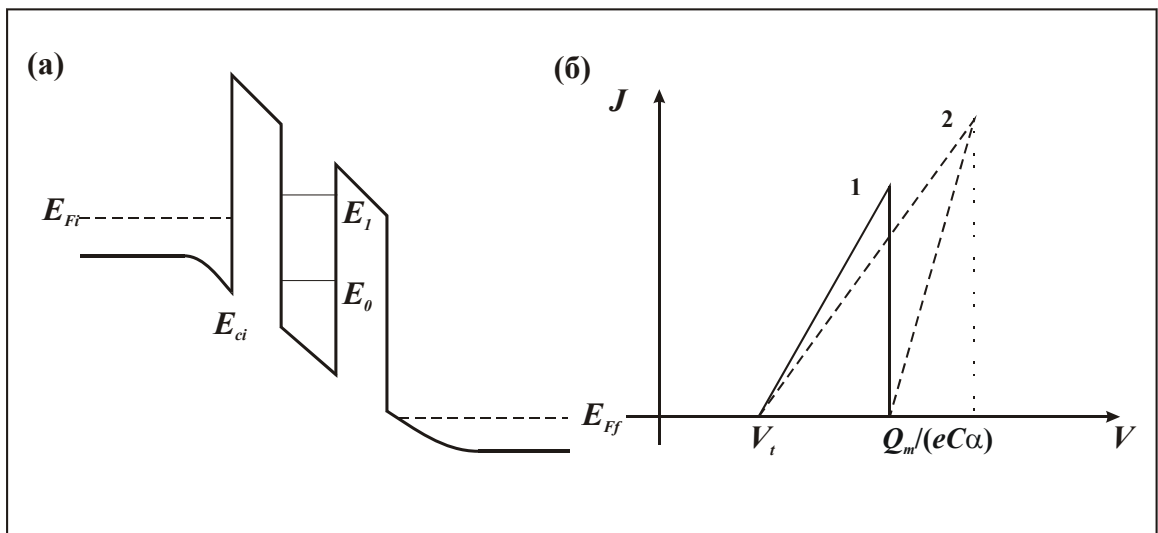


Рис. 17. Резонансное туннелирование электронов в РТД. а) Потенциальный профиль дна зоны проводимости двухбарьерной гетероструктуры при приложенном напряжении. б) Зависимость резонансного тока от напряжения диода без накопления заряда в яме (кривая 1) и с учетом накопления заряда (кривая 2).

изменением можно пренебречь из-за малой величины длины экранирования. Если же концентрация слишком мала, то изменение предбарьерного профиля могут существенно изменить ВАХ диода. Так например, если энергия уровня E_0 достаточно высока, то прежде чем возникнет резонансное туннелирование между КТЭС и 2D уровнем E_0 в приборной области диода формируется аккумуляционный 2D слой (см. рис. 18(a)). В этом случае туннелирование может осуществляться только из ДЭС в пустые 2D состояния на уровне E_0 , при этом ВАХ будет аналогична тем, что рассматривались для 2D-2D туннелирования (см. рис 18(б)). Именно такая ситуация возникает в РТД с длинными приборными спейсерами [30-32].

Выше предполагалось, что уровень E_0 пустой, что разумно в предположении отсутствия процессов сбоя фазы электрона при когерентном туннелировании. Учет процессов сбоя фазы может привести не только к уширению резонансных пиков в токе, но также могут возникнуть и другие особенности ВАХ такие как, внутренние бистабильности в области спада тока [30-32]. Эти изменения связаны с эффектами накопления заряда в яме между барьерами. Накопление заряда существенно, когда вероятность туннелирования из ямы в коллектор меньше вероятности сбоя его фазы на дефектах структуры или на электрон-электронных взаимодействиях, для этого необходимо использовать барьеры малой прозрачности или исследовать РТД при относительно высоких температурах. В этом случае говорят о последовательном туннелировании. Каким образом накопление влияет на ВАХ диода? При появлении

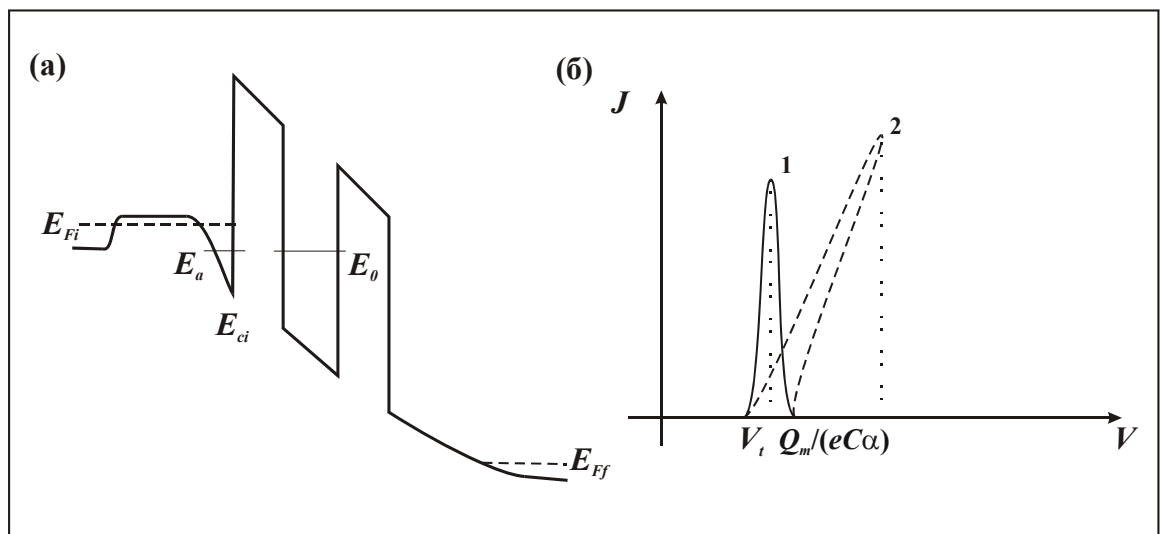


Рис. 18. Возникновение 2Д аккумуляционного слоя в РТД. а) Потенциальный профиль дна зоны проводимости при приложении напряжения. б) ВАХ диода без накопления заряда в яме

электронов в яме меняется экранировка приложенного напряжения и соответственно изменяется положение E_0 . Так как накопление заряда в основном определяется плотностью туннельного тока, то появляется зависимость E_0 от J . Это сильно изменяет ВАХ, поскольку в резонансном пике ток сильно меняется, причем не линейно по напряжению. Это приводит к наклону резонансного пика и, таким образом, к бистабильности (см. рис. 17-18(б), кривая 2). Величина смещения максимума в токе $\Delta V_m = Q_m/(eC\alpha)$, где Q_m - максимальный заряд, накопленный в яме. Необходимо отметить, что уширение токового пика из-за нерезонансных процессов или из-за неоднородностей образца может привести к тому, что бистабильность не наблюдается. И наоборот наблюдение бистабильности ВАХ еще не дает повода говорить об осуществлении последовательного туннелирования. Так как в эксперименте всегда существует последовательное к РТД сопротивление, например контактное сопротивление или сопротивление спейсера, величина которого слабо контролируема. Таким образом, по виду ВАХ определить детальный характер туннелирования затруднительно. Различия могут проявиться при исследовании высокочастотных свойств диодов.

На рисунке 19 представлены ВАХи диодов изготовленных на основе описанных выше структур. ВАХ диода типа IV (см. рис. 19(а)) был измерен при комнатной температуре. Остальные ВАХ были измерены при $T = 4.2$ К. Необходимо отметить наличие особенностей типа ступеньки тока в области ОДП на ВАХ диодов относительно больших диаметров. Причины возникновения данных особенностей будут обсуждаться в следующем разделе.

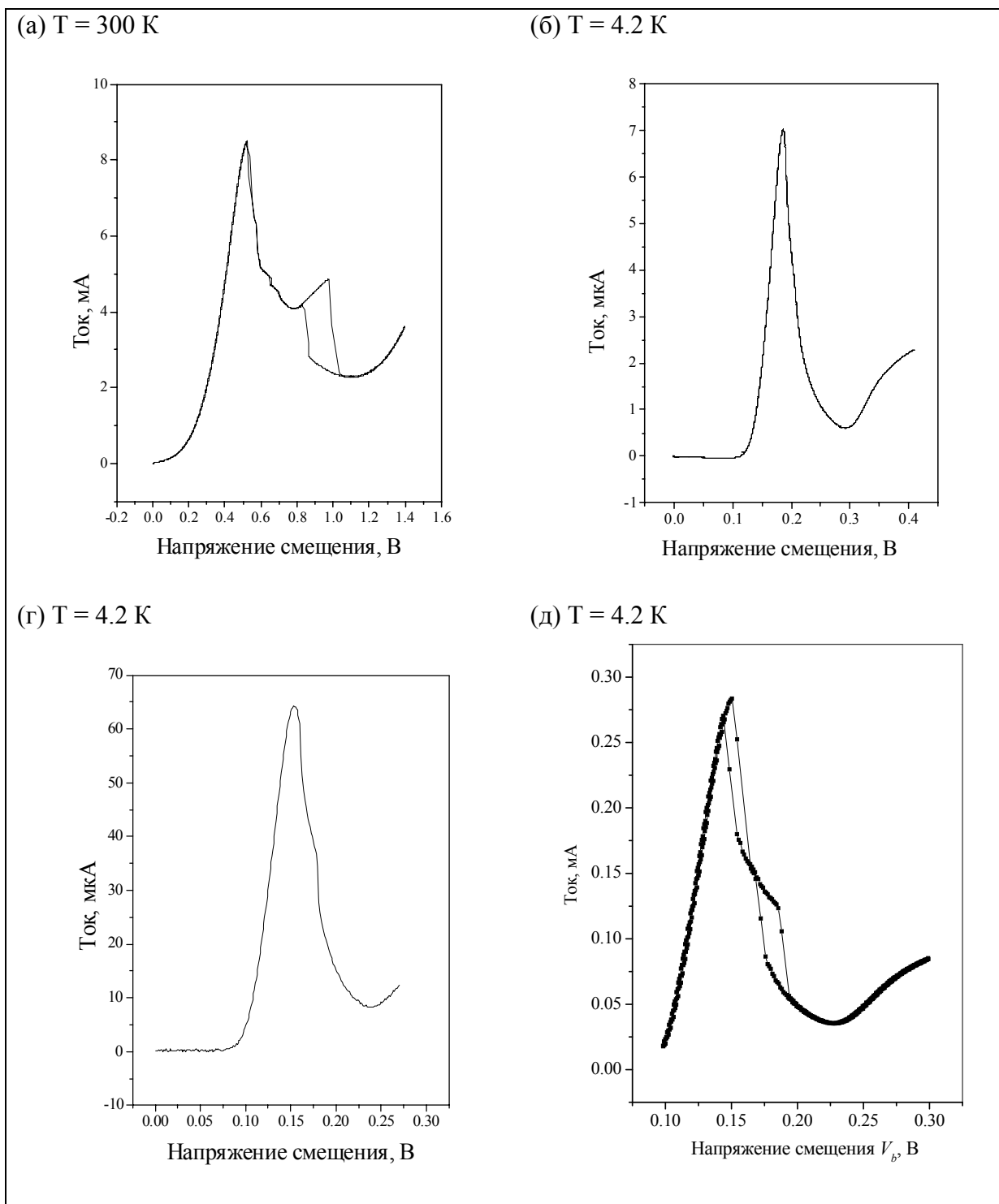


Рис. 19. Вольтамперные характеристики диодов изготовленных на основе структуры типа IV (Диаметр меза-структуры – 100 мкм) (а), V (20мкм) (б), VI (50 мкм) (г), VII (200 мкм) (д).

II.4. Методика исследования токовых неустойчивостей в области отрицательной дифференциальной проводимости резонансно-туннельного диода. Пороговая проводимость.

Токовые неустойчивости. Методы расчета порогового сопротивления.

Экспериментальное исследование области ОДП прибора часто затруднено возникновением разного рода токовых неустойчивостей в измерительной цепи. Рассмотрим простейшую измерительную схему и РТД в упрощенной модели малого сигнала и когерентного туннелирования (см. рис. 20 (а)). Для определения устойчивости схемы необходимо найти знаки мнимых частей собственных частот цепи $\text{Im}(\omega_c)$, если знак отрицательный хотя бы для одной частоты, то возникает неустойчивость. При этом возможны два варианта: реальная часть частоты $\text{Re}(\omega_c) = 0$ при $\text{Im}(\omega_c) < 0$, тогда возникает неустойчивость типа срыва тока; если $\text{Re}(\omega_c) \neq 0$ при $\text{Im}(\omega_c) < 0$, то возникают осцилляции тока. Так из анализа схемы на рисунке 20(а) получаются следующие условия устойчивости тока:

$$r < \min(-R_L; -L_L/R_L C) \quad (63)$$

здесь $r = dV/dI(V)$ – отрицательная дифференциальная проводимость диода, R_L , L_L – нагрузочные сопротивление и индуктивность, в качестве которой может выступать индуктивность подводящих проводов. При изменении напряжения на генераторе развертки точка пересечения нагрузочной прямой с ВАХ диода перемещается в области ОДП, величина r меняется и в определенный момент условие (63) нарушается и возникают неустойчивости тока. Если в правой части неравенства (63) стоит $-R_L$ и это неравенство нарушается, то неустойчивостями являются срывы в токе (см. рис. 20(б)). Подобное поведение легко понять из графического решения системы нагрузочного уравнения и внутренней ВАХ диода:

$$\begin{cases} V = U - IR_L \\ I = I(V) \end{cases}$$

где U – напряжение развертывающего генератора. Неустойчивость возникает когда точка пересечения нагрузочной прямой и внутренней ВАХ диода становится точкой касания (т. А и В на рис. 20(б)) или нагрузочная прямая совпадет с касательной к ВАХ диода. Данный тип неустойчивости приводит к появлению внешней бистабильности ВАХ и будет подробно рассмотрен в V главе.

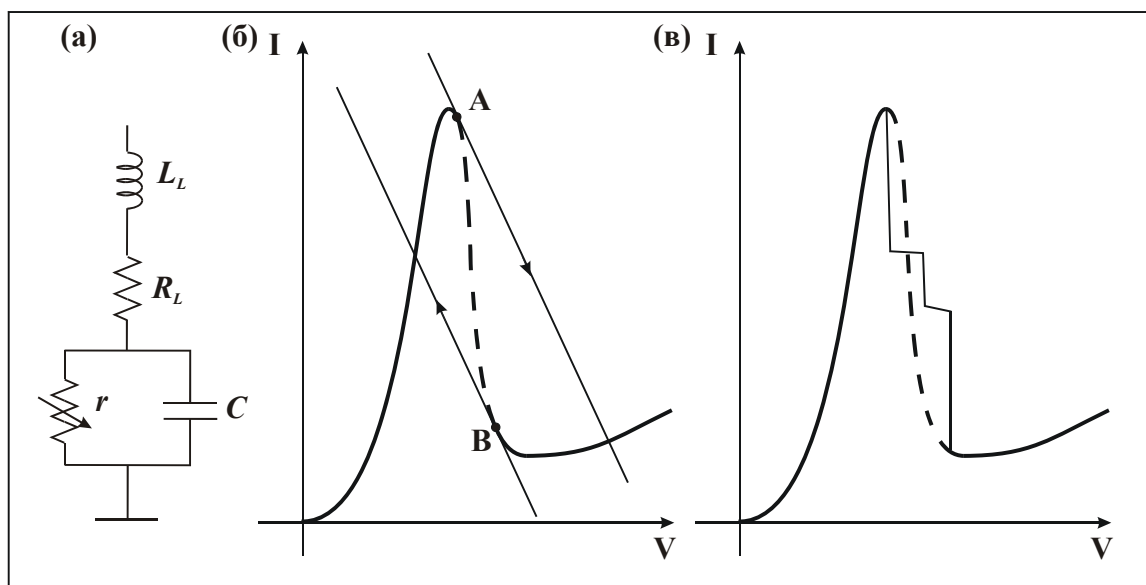


Рис. 20. Токовые неустойчивости в области ОДП РТД. (а) Упрощенная схема с РТД в приближении малого сигнала. (б) Срывы тока по нагрузочным прямым. (в) Токовые ступеньки, связанные с выпрямлением высокочастотной генерации.

Если же неравенство (63) нарушается, когда в правой его части стоит $-L_L/R_L C$, то неустойчивостью являются осцилляции тока, которые резко увеличиваются по амплитуде и становятся нелинейными. Причина колебательной неустойчивости легко понять из следующих соображений: в измерительной цепи всегда существуют флуктуации тока и напряжения. Наличие ОДП может привести к их нарастанию, если темп нарастания Π/rC превысит темп их затухания на положительном нагрузочном сопротивлении R_L/L_L . Поскольку измерение тока или напряжения на нагрузке осуществляется с помощью вольтметра постоянного тока, на ВАХ наблюдается усредненная величина тока, которая заметно отличается от величины стабилизированного тока. Так как осцилляции нарастают очень быстро, это приводит к срывам тока при переходе от стабилизированного участка ВАХ к участку с осцилляциями тока. Таким образом, на ВАХ в области ОДП возникают особенности типа ступенек в токе (см. рис. 20(в)). Из-за большой нелинейности токовых осцилляций наблюдается также области бистабильности в областях срыва тока. Подобное поведение было удачно промоделировано в работах [35, 36] на основе схем подобных представленной на рисунке 20(а). Однако, как уже упоминалось, есть эффекты, не описываемые подобными моделями. Надо отметить, что рассматриваемые токовые особенности зависят от параметров измерительной цепи, так, например, при удачном

подборе параметров R_L и L можно удовлетворить условию (63) во всей области ОДП, в этом случае мы будем наблюдать внутреннюю ВАХ диода без каких-либо срывов. Есть другие способы стабилизации тока в цепи, например можно шунтировать диод достаточно малым сопротивлением [38] или достаточно большой емкостью [39], при этом условие (63) меняется, меняются и осцилляции тока.

Для расчетов условий стабилизации тока в более сложных цепях в данной работе использовался критерий Рауса-Гурвица [52]. Собственные частоты определяются как корни полного импеданса измерительной цепи:

$$Z(\omega) = 0 \quad (64)$$

Это уравнение можно свести к полиному типа:

$$a_0 \cdot s^n + \dots + a_n = 0 \quad (65)$$

здесь $s = i\omega$. В этом случае условие положительности $\text{Im}(\omega_c)$ равносильно выполнению системы неравенств (критерий Рауса-Гурвица):

$$\text{Если } a_0 > 0, \text{ то } a_1 > 0, \text{ и } \begin{vmatrix} a_1 & a_0 \\ a_3 & a_2 \end{vmatrix} > 0, \dots, \begin{vmatrix} a_1 & a_0 & 0 & \dots & 0 \\ a_3 & a_2 & a_1 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ a_{2m-1} & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \end{vmatrix} > 0 \quad (66)$$

Эта система неравенств сводится к простому выражению типа $r < R_T$. В этом случае R_T – пороговое сопротивление, ниже которого цепь неустойчива.

Таким образом, можно рассчитать R_T для любой заданной цепи и сравнить его с экспериментальным значением.

Измерение пороговой проводимости.

На рисунке 21 представлены ВАХ диодов типа IV, измеренные при разных параметрах измерительной цепи при комнатной температуре. В диапазоне напряжений от 0.47 В до 1 В на ВАХ диода наблюдалась ОДП. Кривая 1 была измерена при шунтировании диода омическим контактом с сопротивлением 25 Ом, при этом индуктивность шунта была достаточно малой около 10 нГн. В качестве шунта использовался омический контакт, который был сделан на n^+ GaAs кристалле, смонтированном в тот же корпус, что и структура с РТД. На кривых 2, 3 в области ОДП были обнаружены ступеньки и срывы тока. Срывы обозначены пунктиром, стрелки указывают направление срывов, которое совпадает с направлением развертки генератора. В области ступенек при помощи высокочастотного анализатора спектра

(обозначен $V(\omega)$ см. рис. 22) были обнаружены высокочастотные колебания тока и напряжения (вплоть до 1 ГГц), которые отсутствовали вне области ступеньки. Это указывает на то, что ступенька связана именно с эффектом выпрямления высокочастотных колебаний. Кривые 2, 3 были измерены при внешнем шунтировании диода емкостью в 15 пФ, при этом нагрузочное сопротивление $R_L = 47$ Ом, а нагрузочная индуктивность составляла $L_L = 7$ мкГн. При прямом направлении смещения (см. кривую 2 на рис. 21) стабильный участок ОДП не удавалось обнаружить, в то же время при обратном смещении стабильная область ОДП наблюдалась между точками В и А (см. рис. 21, кривая 3). В точке А возникали колебания тока. Дифференциальная проводимость в этой точке является пороговой $dI/dV(V_A) = R_T^{-1}$, поскольку при больших значениях дифференциальной проводимости ток в цепи устойчив. Меняя параметры измерительной цепи и измеряя проводимость в

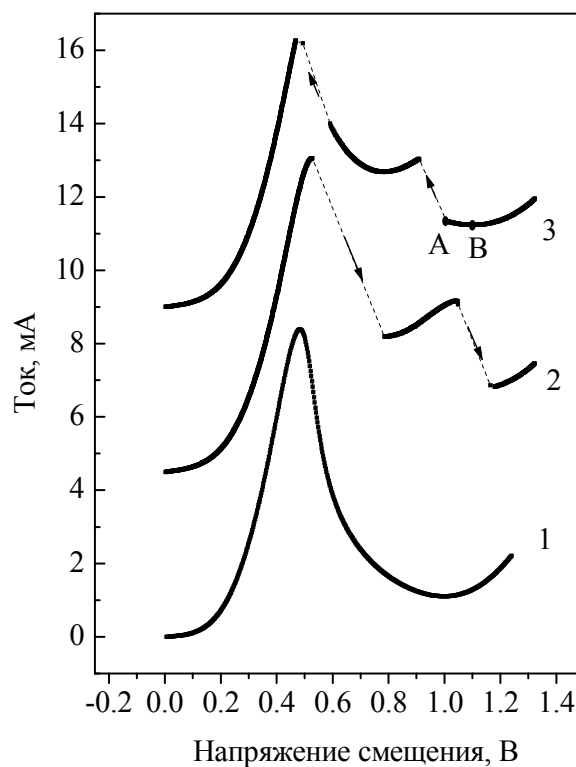


Рис.21. Вольтамперные характеристики диода типа IV. Кривая 1 измерена при шунтировании диода через омический контакт сопротивлением $R = 25$ Ом, индуктивность шунта была $L \approx 10$ нГн. Кривые 2, 3 были получены при шунтировании диода емкостью $C_S = 15$ пФ. Кривая 2 соответствует прямому направлению смещения, кривая 3 получена при обратном направлении развертки. Пунктиром обозначены токовые срывы.

точке А, можно экспериментально определить зависимость пороговой проводимости или сопротивления R_T от параметров внешней цепи, а затем сравнить экспериментальные данные с расчетными зависимостями полученными для разных моделей РТД. Это и является основной целью данного исследования.

Для того чтобы упростить расчет, необходимо исключить влияние паразитных емкостей и индуктивности подводящих кабелей. Поскольку измерения проводились при комнатной температуре, удалось разместить РТД в непосредственной близости к нагрузочному сопротивлению, при этом все внешние кабели приборов, кроме анализатора спектра, подключались через фильтр низких частот. Во время измерения R_T анализатор спектра не подключался. На рисунке 23 представлена принципиальная схема измерений, используемая в эксперименте. В этом случае при измерениях были фиксированы следующие параметры: $C_T = 1 \text{ мкФ}$, $L_\phi = 20 \text{ мкГн}$, $C_\phi = 1 \text{ мкФ}$, $C_A = 5 \text{ пФ}$.

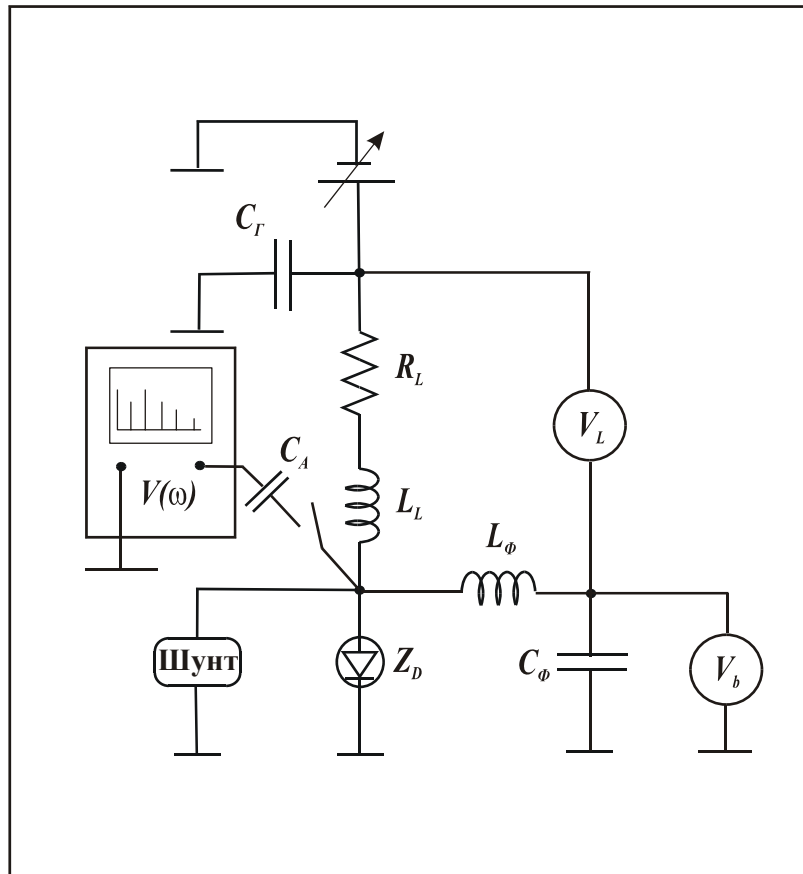


Рис. 22. Принципиальная схема измерений пороговой проводимости РТД (Z_D). Пороговая проводимость измерялась при разных нагрузочных сопротивлениях R_L и параметрах шунта. В качестве шунта использовалось сопротивление с индуктивностью и емкостью. Остальные параметры были фиксированы.

Глава III. Обмен электронов между электронными системами.

III.1. Пиннинг уровней Ландау на уровнях Ферми контактных электронных систем.

Смещение положения резонанса 0-0 в квантующем магнитном поле.

Как уже упоминалось в главе I, эффекты обмена электронов влияют на осцилляции туннельной проводимости в магнитном поле. При этом меняется как число электронов так и энергия квантовых состояний и оба этих фактора влияют на осцилляции туннельного тока. Для того, чтобы выделить влияние обмена электронов на энергетику необходимо использовать спектральные характеристики. В случае резонансного туннелирования такой характеристикой является ВАХ образца.

На рисунке 23 представлены ВАХ диода в разных магнитных полях, перпендикулярных плоскости ДЭС. Видно что, положение токового пика меняется причем немонотонным образом. Как упоминалось в главе II, положение резонанса 0-0 по напряжению определяется совпадением уровней размерного квантования в ДЭС. Поэтому смещение резонанса свидетельствует об относительном изменении энергий уровней квантования движения электронов вдоль направления магнитного поля. Такое изменение не возможно в случае замкнутых электронных систем, поскольку магнитное поле не влияет на движение электронов вдоль направления поля и не меняет условий резонансного туннелирования (22). Однако в исследуемых образцах ДЭС нельзя считать замкнутыми системами из-за наличия процессов туннелирования электронов в контакты и между ДЭС. Следовательно обнаруженный эффект связан с перераспределением электронов между электронными системами. На рисунке 24 представлена зависимость положения резонанса 0-0 по напряжению от магнитного поля. Положение резонанса определялось как положение минимума во второй производной тока по напряжению. Таким образом, минимизировалось влияние

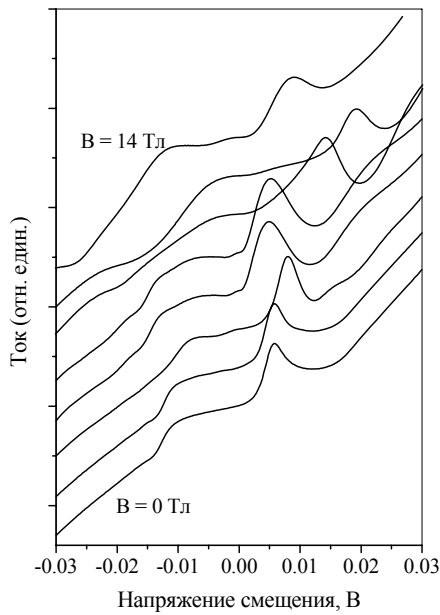


Рис. 23. Вольтамперные характеристики диода в различных квантующих магнитных полях в диапазоне от 0 Тл до 14 Тл. Магнитное поле увеличивается снизу вверх.

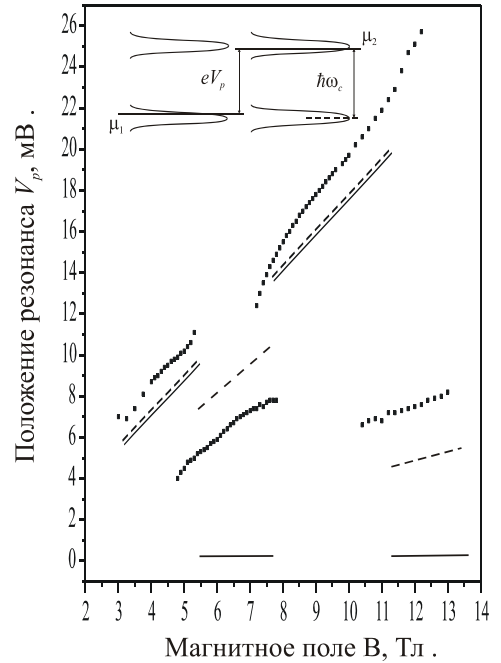


Рис. 24. Зависимость положения резонанса от магнитного поля. На вставке представлены уровни Ландау в режиме пиннинга. Квадраты – экспериментальные данные, непрерывная линия – расчетные данные в модели пиннинга без учета спинового расщепления, штриховая линия – расчет с учетом спинового расщепления.

фонового тока (подробнее см. Главу II стр. 28). Видно что зависимость имеет ярко выраженные линейные участки. При этом в диапазонах от 3 Тл до 5 Тл и от 8 Тл до 11 Тл экспериментальные данные близки к зависимости циклотронной энергии от магнитного поля (участки непрерывной линии на рис. 24).

Линейную зависимость положения резонанса и близость данных к зависимости циклотронной энергии от магнитного поля можно объяснить, рассматривая так называемый эффект пиннинга УЛ [6]. Пиннинг УЛ на уровне Ферми ДЭС означает, что вследствие перераспределения электронов между ДЭС и КТЭС при увеличении магнитного поля изменяется потенциальный профиль квантовых ям таким образом, что энергия верхнего частично заполненного УЛ не меняется с магнитным полем. В такой ситуации положение резонанса по напряжению будет определяться разницей энергий запиннингованных УЛ (см. вставку к рис. 24), так как в резонансе энергии уровней Ландау с одинаковыми номерами совпадают (см. условия (45), (46) в главе II).

Поскольку концентрации электронов в ДЭС различны, различаются и номера верхних частично заполненных УЛ. Далее если пренебречь шириной УЛ можно получить общее выражение для положения резонанса V_p по напряжению в случае пиннинга УЛ:

$$eV_p = (N_f - N_i)\hbar\omega_c \quad (67)$$

здесь N_i и N_f - номера частично заполненных УЛ в коллекторной и эмиттерной ДЭС соответственно. Из осцилляций проводимости были получены следующие значения концентраций:

$$n_i = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ и } n_f = 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \quad (68)$$

Отсюда с учетом выражения (44) получаем следующие значения заселенностей УЛ при $B = 3$ Тл: $\nu_i(B = 3 \text{ Тл}) = n_i S / N_c = 4.2$, $\nu_f(B = 3 \text{ Тл}) = n_f S / N_c = 7$, тогда имеем следующие номера верхних УЛ: $N_i(B = 3 \text{ Тл}) = 2$; $N_f(B = 3 \text{ Тл}) = 3$. Подставляя числа в выражение (67), получаем:

$$eV_p = \hbar\omega_c \quad (69)$$

В магнитном поле $B = 5$ Тл, имеем следующие заселенности коллекторной и эмиттерной ДЭС: $\nu_i(B = 5 \text{ Тл}) = 2.5$, $\nu_f(B = 5 \text{ Тл}) = 4.2$, что соответствует следующим номерам УЛ: $N_i(B = 3 \text{ Тл}) = 1$; $N_f(B = 3 \text{ Тл}) = 2$. Таким образом, вновь выполняется выражение (69).

Как видно из рисунка 24 помимо, областей линейной зависимости существуют области резкого перехода резонанса, например, при $B \in (4.75 \text{ Тл}; 5.5 \text{ Тл})$. Такие области могут возникать при неодновременной смене номера запиннигованного УЛ, т.е. когда в одной ДЭС УЛ сменился, а в другой остался прежним, в этой ситуации возможно два варианта: первый – $\Delta N_{if} = N_f - N_i = 0$, и второй, когда $\Delta N_{if} = N_f - N_i = 2$. В первом случае резонанс должен перейти в нулевое напряжение, во втором должен произойти переход в большие напряжения. Поскольку в эксперименте резонансный пик сместился в меньшие напряжения, следует ожидать, что реализуется первая ситуация и при $B \in (5.5 \text{ Тл}; 7 \text{ Тл})$ номера частично заполненных УЛ следующие: $N_i = N_f = 1$. При дальнейшем увеличении магнитного поля, вновь может произойти неодновременная смена пиннинга УЛ, что приведет к тому что: $\Delta N_{if} = 1$ и положение резонанса вновь будет описываться выражением (69). Возникает вопрос почему же не наблюдалось резких переходов резонансов в диапазоне $B \in (3 \text{ Тл}; 4.75 \text{ Тл})$? Ведь в этой области также происходит смена номеров частично заполненных УЛ в обеих ДЭС. На это можно ответить лишь, то, что, по-видимому, эта смена происходит в обеих системах одновременно. Неодновременная смена пиннигованного УЛ возможна лишь в

ситуации когда плотность состояний на УЛ достаточна велика, чтобы пиннинг мог осуществляться в широком диапазоне заполнения УЛ. Это необходимо, поскольку существует заметная разница концентраций электронов ДЭС.

В результате в данной модели положение резонанса будет себя вести как участки непрерывной линии на рисунке 24. Видно, что экспериментальные данные заметно отличаются от расчетных величин особенно в диапазонах магнитного поля от 5.5 Тл до 7 Тл и от 11 Тл до 13 Тл. Необходимо отметить, что в данной модели пренебрегалось таким существенным эффектом как уширение УЛ. Уширение может привести не только к уширению резонансного пика, но также к смещению положения резонанса по напряжению, поскольку пиннинг может возникать при положении уровня Ферми ДЭС не в центре уширенного УЛ. Таким образом, положение резонанса может отличаться от выражения (69) на величину порядка полуширины УЛ, т. е. допустимо отличие экспериментальных данных от расчета на величину полуширины резонансного пика в токе. Необходимо отметить, что наблюдаемое различие удовлетворяет этому критерию. Однако в этом случае довольно сложно понять причину линейной зависимости положения резонанса в диапазоне $B \in (5.5 \text{ Тл}; 7 \text{ Тл})$.

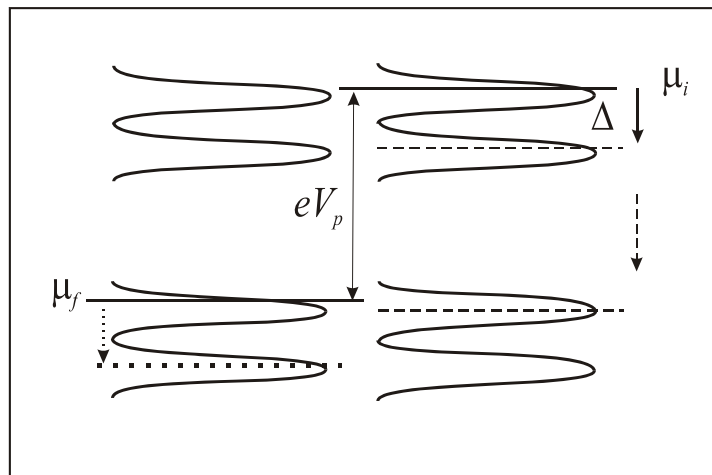


Рис. 25 Пиннинг расщепленных по спину уровней Ландау с индексами $N = 0, 1$ при резонансных условиях. Непрерывная стрелка обозначает переход уровня Ферми μ_i на УЛ другой поляризации в диапазоне магнитного поля $B \in (4.75 \text{ Тл}; 5.5 \text{ Тл})$. Пунктирная стрелка соответствует переходу уровня μ_f в диапазоне магнитного поля $B \in (7 \text{ Тл}; 8 \text{ Тл})$. Штриховая стрелка соответствует переходу уровня в магнитном поле $B \in (10 \text{ Тл}; 12 \text{ Тл})$.

Возможна другая модель, рассматривающая спиновое расщепление УЛ. В этой модели допустима ситуация когда пиннинг осуществляется на УЛ разной спиновой ориентации (см. рис. 25), в этом случае положение резонанса будет определяться выражением:

$$eV_p = \hbar\omega_c - \Delta(B) \quad (70)$$

Однако, в этом случае мы должны допустить одинаковое спиновое расщепление в обеих ДЭС, поскольку иначе должны наблюдаться два резонансных пика. Линейная зависимость в этом случае объясняется линейной зависимостью спинового расщепления от магнитного поля. Так в работе В. Т. Долгополова [53] была экспериментально определена следующая зависимость спинового расщепления:

$$\Delta(B) = 0.25\hbar\omega_c \quad (71)$$

Расчетные зависимости, полученные в модели спинового расщепления УЛ вида (71), представлены на рисунке 24 пунктирными линиями. Для того, чтобы данная модель описывала экспериментальные данные адекватно необходима суммарная концентрация электронов ДЭС $n \approx 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Но поскольку ошибка в определении концентрации из осцилляций туннельного тока составляет $\delta n \approx 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, сделать строго обоснованный выбор между этими двумя моделями, основываясь на данных по положению резонанса 0-0, представляется невозможным.

Дополнительные особенности некогерентного туннелирования электронов.

Однако если обратить внимание на некогерентные процессы туннелирования, то в них вполне можно ожидать проявления спинового расщепления. Так на рисунке 26 представлены положения минимумов во второй производной тока по напряжению в зависимости от магнитного поля в широком диапазоне напряжения смещения. Как уже упоминалось в главе II процессы упругого туннелирования электронов приводят к дополнительным особенностям на ВАХ диода, положение которых определяется выражением (47). На рисунке показаны ожидаемые положения дополнительных особенностей, рассчитанные из уравнения (47) и в предположении, что энергии Ферми ДЭС $\mu_f - E_{zf}$ и $\mu_i - E_{zi}$ не меняются с приложением напряжения и $\hbar\omega_c = \alpha B$, где $\alpha = 1.75 \text{ мЭВ/Тл}$. Видно, что наряду с особенностями близкими к расчетным зависимостям, существуют особенности имеющие заметное расхождение. Кроме того, на $\Gamma'(V)$ отсутствует ряд ожидаемых особенностей в малых напряжениях. Возможно что, учет изменения энергий Ферми ДЭС с приложением напряжения позволит устранить

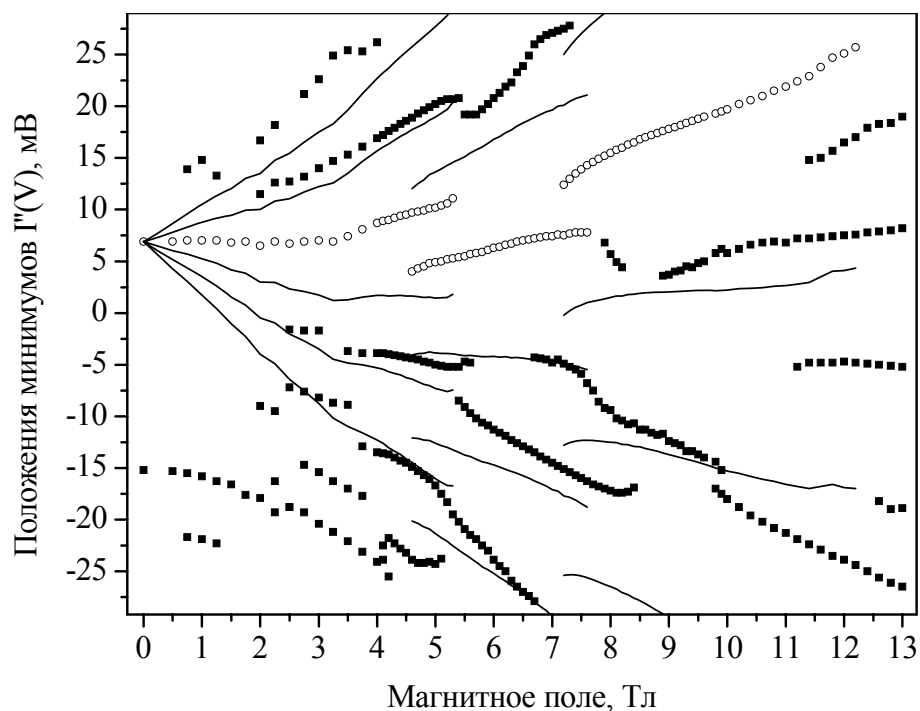


Рис. 26. Положения минимумов во второй производной тока по напряжению в зависимости от квантующего магнитного поля. Кружки соответствуют положению резонанса 0-0. Квадраты – положения дополнительных особенностей. Непрерывные линии соответствуют ожидаемым положениям дополнительных особенностей в соответствии с выражением (45), в предположении, что приложенное напряжение не меняет концентрации ДЭС.

расхождение. Например, если допустить, что приложенное напряжение приводит к переходу пиннинга на УЛ с другими номерами, тогда можно понять отсутствие особенностей в малых напряжениях, а точнее смещение положений особенностей в большие напряжения. Возможно ли такого рода изменение заполнения УЛ зависит от величины емкости диода, которая в свою очередь в магнитном поле определяется плотностью состояний на уровнях Ферми ДЭС [54] и в результате зависит от заполнения УЛ. Таким образом, данные, приведенные на рисунке 26, требуют дальнейшего анализа с привлечением данных емкостных измерений. Только после такого анализа можно будет сделать обоснованный выбор между описанными выше моделями.

Неустойчивость положения уровня Ферми между уровнями Ландау.

Кроме линейных участков зависимости положения резонанса 0-0, не менее интересны области перехода резонанса. На рисунках 27, 28, 29 представлены ВАХ

диода в узких диапазонах магнитного поля, соответствующих переходу резонанса 0-0. Видно, что переход осуществляется в результате исчезновения одного резонансного пика и появления другого, при этом оба пика сосуществуют. Такое поведение можно объяснить в предположении неоднородных ДЭС и резкого перехода пиннинга с верхнего УЛ на нижний. Действительно, если положение уровня Ферми между УЛ неустойчиво, то при переходе пиннинга образец распадается на две области, в одной из которых произошла смена запиннигованного УЛ, а в другой еще нет. В этом случае на ВАХ наблюдаются два пика, каждый связан с одной из областей. При увеличении магнитного поля одна область увеличивается в размерах, другая же уменьшается, что наблюдается в соответствующем увеличении амплитуды пика, связанного с первой областью, и уменьшении пика, связанного со второй областью. Интересно отметить, что неустойчивость положения уровня Ферми между УЛ эквивалентно утверждению об осуществлении фазового перехода второго рода при переходе уровня Ферми с одного УЛ на другой, поскольку в данном переходе меняется скачком индекс УЛ, который пропорционален второй производной полной энергии ДЭС по числу электронов.

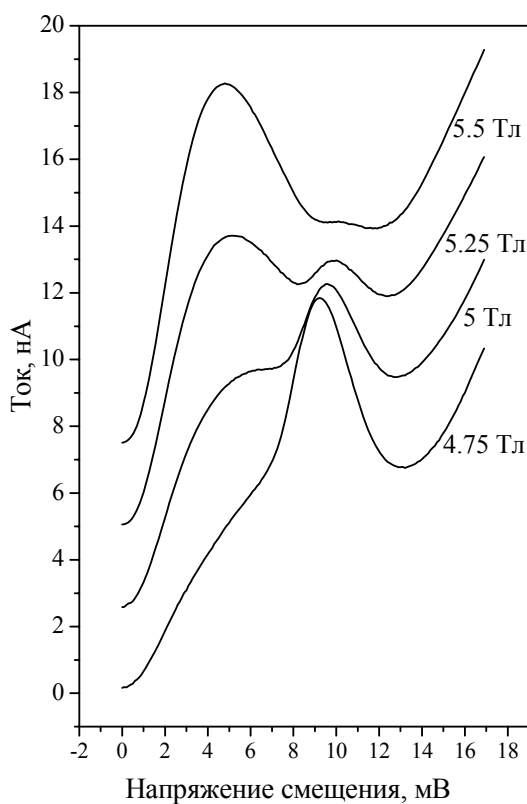


Рис. 27. ВАХ диода при разных квантующих магнитных полях.

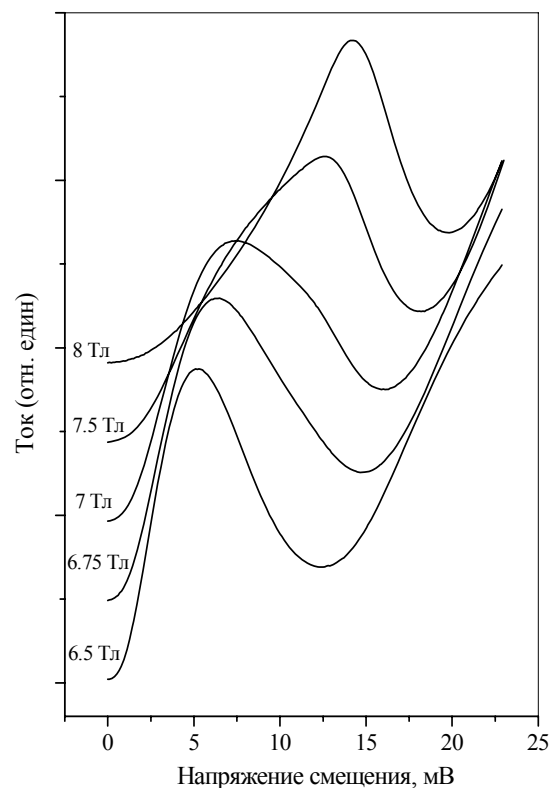


Рис. 28. ВАХ диода при разных квантующих магнитных полях.

С чем же может быть связана неустойчивость положения уровня Ферми между УЛ? Для ответа на этот вопрос необходимо подробнее рассмотреть эффект пиннинга УЛ на уровне Ферми ДЭС.

Рассмотрим сначала однородно уширенный верхний УЛ в ДЭС одиночной квантовой ямы. Энергия центра этого уширенного уровня с учетом (43) определяется следующим выражением:

$$E(N) = \left(N + \frac{1}{2} \right) \varepsilon_c + E_{0z} \quad (72)$$

где $\varepsilon_c = \hbar \omega_c$ – циклотронная энергия, E_{0z} – дно двумерной подзоны, N – номер верхнего УЛ. Здесь для простоты пренебрегается спиновым расщеплением УЛ, поскольку

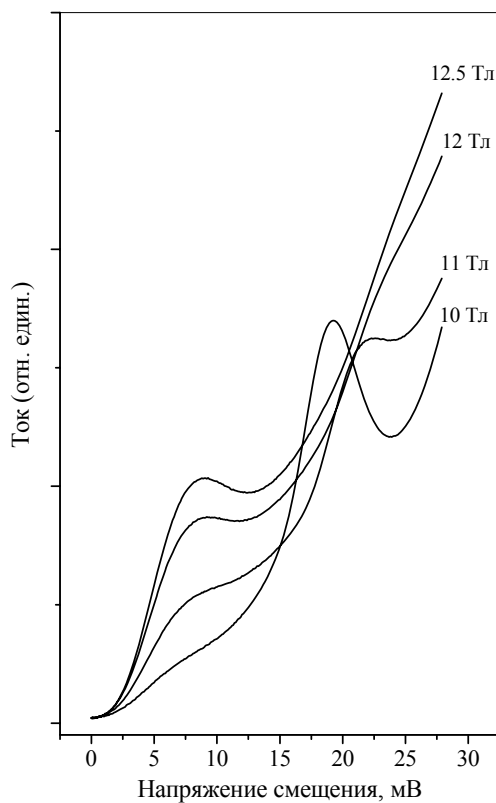


Рис. 29. ВАХ диода при разных квантующих магнитных полях.

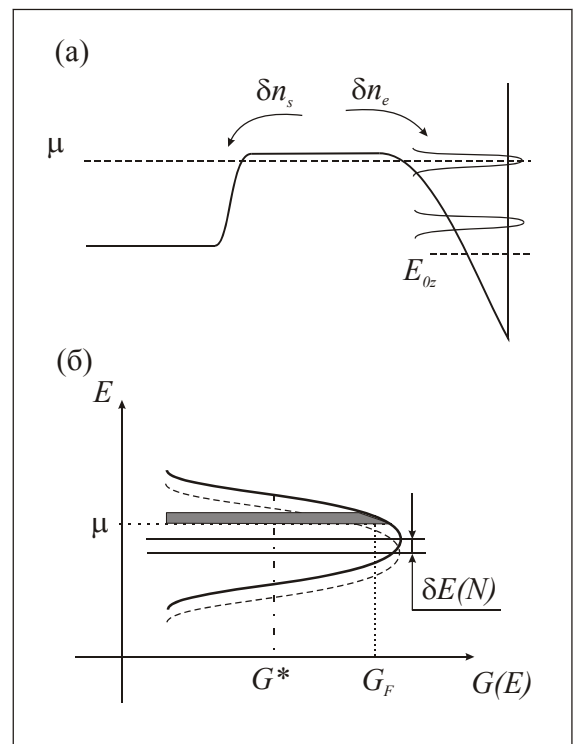


Рис. 30. Пиннинг уровней Ландау на уровне Ферми. (а) Потенциальный профиль квантовой ямы и спейсера разделяющего ДЭС и КТЭС. (б) Плотность состояний $G(E)$ однородно уширенного УЛ при изменении магнитного поля. Заштрихованная область – состояния, которые покинули электроны при изменении магнитного поля.

последнее не меняет сути явления. Пусть магнитное поле увеличилось на малую величину и циклотронная энергия получила приращение $\delta\epsilon_c$. В этом случае центр верхнего УЛ сдвигается на $\delta E(N)$, при этом также меняется положение дна двумерной подзоны δE_{0z} :

$$\delta E_{0z} = \delta n e^2 / C_B \quad (73)$$

где C_B – емкость между контактной областью барьера и 2D слоем (см. рис. 30(а)). Необходимо отметить что уравнение (73) справедливо в приближении малости толщины 2D слоя по сравнению с расстоянием до контактной области. Изменение числа электронов происходит вследствие обмена с контактной областью. В этом случае химпотенциал ДЭС фиксирован и не зависит от магнитного поля. Таким образом, число электронов покинувших ДЭС равно:

$$\delta n_s = G_F \delta E(N) \quad (74)$$

где $G_F = dn/d\mu$ - термодинамическая плотность состояний (см. рисунок 30(б)). Увеличение магнитного поля приводит к увеличению вырождения уровней Ландау, что в свою очередь приводит к притоку электронов в ДЭС:

$$\delta n_e = n \delta\epsilon_c / \epsilon_c \quad (75)$$

Таким образом, изменение числа электронов имеет вид:

$$\delta n = \delta n_e - \delta n_s \quad (76)$$

Решая систему уравнений (72)-(76) получаем следующее выражение:

$$\frac{dE(N)}{d\epsilon_c} = \frac{e^2 n + (N + 1/2) C_B \epsilon_c}{e^2 G_F \epsilon_c + C_B \epsilon_c} \quad (77)$$

Под пиннингом подразумевается ситуация, когда $dE(N)/d\epsilon_c \ll 1$, исходя из уравнения (77), это означает

$$C_B / (e^2 G_F) \ll 1. \quad (78)$$

Следовательно пиннинг наиболее ожидаем вблизи центра УЛ. Таким образом, из уравнения (77) следует, что в одиночной квантовой яме пиннинг осуществляется только при большой величине G_F , т. е. вблизи центра УЛ.

Теперь рассмотрим неоднородные эффекты в ДЭС. Данная модель предполагает, что в 2D слое положение дна подзоны E_{0z} различно в разных местах образца и именно это различие и определяет ширину резонансного пика. Таким образом, диод можно разбить на различные локально однородные части с локально однородным уширением УЛ, которое определяется локальными характеристиками рассеяния электронов на примесном потенциале. Предположим сначала, что движение дниц подзон и

электронов в разных частях образцов независимы друг от друга. Это так называемое приближение локальной емкости, оно справедливо в ситуации когда размер неоднородности больше расстояния между ДЭС и КТЭС, т. е. ширина спейсерной области. В разных частях образца локальная плотность состояний на уровне Ферми различна, соответственно различно и изменение концентрации и днщ подзон при увеличении магнитного поля.

Рассмотрим движение дна двумерной подзоны в одной локально однородной части образца. Используя уравнения (72)-(76), получаем выражение для скорости изменения дна ДЭС с магнитным полем:

$$\frac{dE_{0z}}{d\varepsilon_c} = \frac{e^2 n - (N + 1/2)e^2 G_F \varepsilon_c}{e^2 G_F \varepsilon_c + C_B \varepsilon_c} \quad (79)$$

Из полученного уравнения следует, что существует значение плотности состояния $G_F = G^*$, при котором движение E_{0z} меняет направление ($dE_{0z}/d\varepsilon_c = 0$):

$$G^* = \frac{n}{(N + 1/2)\varepsilon_c} \quad (80)$$

В режиме пиннинга (см. условие (78)), с учетом условия $e^2 G/C_B \gg 1$ выражение (79) упрощается следующим образом:

$$\frac{dE_{0z}}{d\varepsilon_c} = -(N + 1/2) \quad (81)$$

Итак, в режиме пиннинга УЛ дно двумерной подзоны движется вниз по энергии. Это направление сохраняется до тех пор, пока плотность состояний на уровне Ферми не станет равной G^* . С этого момента дно двумерной подзоны движется вверх и УЛ поднимается выше уровня Ферми. Это продолжается до тех пор, пока следующий УЛ не подойдет к уровню Ферми и плотность состояний на этом уровне вновь не достигнет величины G^* .

Теперь рассмотрим неоднородное распределение доньев 2D подзон $\rho(E_{0z})$ (см. рис. 31). Поскольку разные донья имеют разные локальные плотности состояний на уровне Ферми, они имеют и разные производные $dE_{0z}/d\varepsilon_c$. Например, на рисунке 32 представлены донья E_{0z1} и E_{0z2} . Им соответствуют однородно уширенные УЛ, показанные на рисунке 31(a) непрерывными линиями, с центрами E_{L1} и E_{L2} соответственно. Их локальные плотности состояний на уровне Ферми соответственно равны $G_{F1} < G^*$ и $G_{F2} > G^*$. Направление их смещения с увеличением магнитного поля

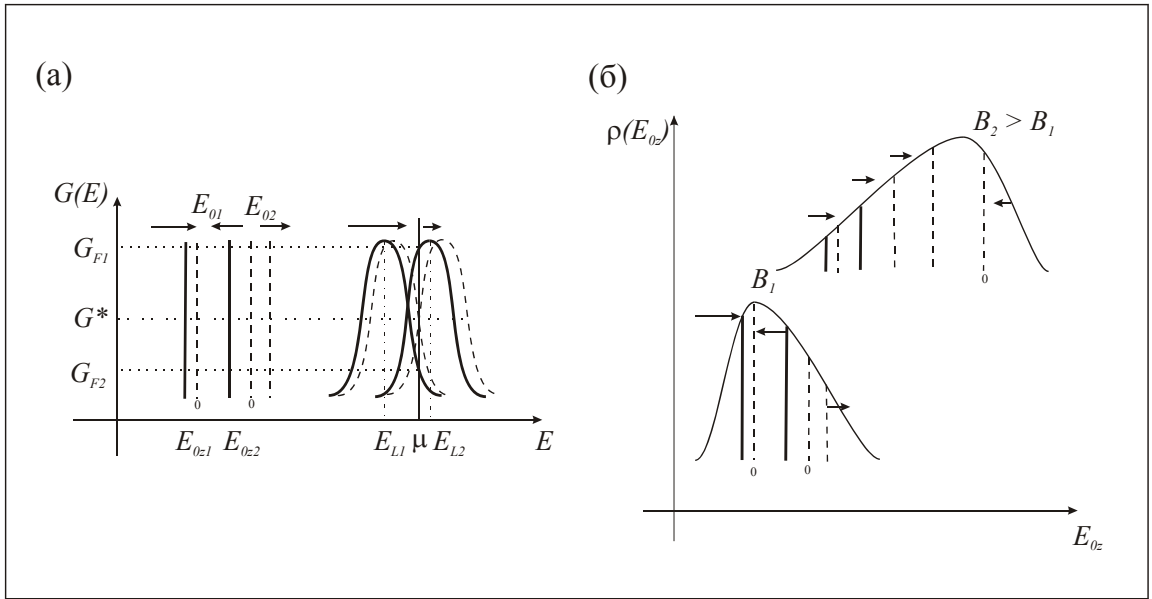


Рис. 31. Влияние пиннинга УЛ на неоднородное уширение в приближении локальной емкости. Стрелками указаны направления смещения уровней при увеличении магнитного поля. (а) Локальные донья 2D подзон и соответствующие им однородно уширенные локальные УЛ. (б) Неоднородное распределение доньев 2D подзон $\rho(E_{0z})$ при разных магнитных полях. B_1 – магнитное поле соответствующее пиннингу верхнего УЛ. B_2 – магнитное поле соответствующее смене верхнего частично заполненного УЛ.

показано стрелками в соответствии с уравнением (79). Так как неоднородное распределение имеет большую полуширину, чем однородно уширенный УЛ, существуют два дна E_{01} и E_{02} , скорость движения которых в магнитном поле равна 0. Таким образом, если дно 2D подзоны - E_{0z} меньше E_{01} , она движется к E_{01} (см. уровень E_{0z1} на рис. 31(а)); если $E_{01} < E_{0z} < E_{02}$ (см. уровень E_{0z2} на рис. 31(а)), дно подзоны движется к E_{01} ; и если $E_{0z} > E_{02}$, E_{0z} движется от E_{02} . Рассмотрим изменение распределения $\rho(E_{0z})$ при разных положениях уровня Ферми относительно УЛ, при этом мы будем полагать, что $\hbar\omega_c$ значительно больше полуширины неоднородного распределения Γ_ρ . Когда уровень Ферми лежит между УЛ, движение всех доньев направлено вверх и их распределение мало меняется. (см. рис 31 (б)) Когда УЛ приблизился к уровню Ферми на расстояния нескольких полуширин Γ_ρ среди доньев появляется E_{01} и движение всех остальных доньев будет направленно к нему. В результате распределение $\rho(E_{0z})$ начинает сужаться и Γ_ρ уменьшится. После того, как возникнет пиннинг УЛ среди доньев появится E_{02} и все донья выше этой энергии будут двигаться вверх, что приведет к уширению $\rho(E_{0z})$ и увеличению Γ_ρ .

Таким образом, переход уровня Ферми или химпотенциала на другой уровень Ландау в приближении локальной емкости сопровождается увеличением неоднородного уширения УЛ. Однако уширение распределения приводит к уменьшению количества состояний имеющих одинаковую энергию, что означает уменьшение характерного размера неоднородностей (корреляционного радиуса). Это в свою очередь может привести к нарушению приближения локальной емкости. В этом случае уже нельзя рассматривать движение доньев независимо, поскольку на их энергетику начинает влиять экранирование КТЭС. Возможно именно эффект экранирования приводит к появлению неустойчивости распределения доньев 2D подзон при положении уровня Ферми между ДЭС, возможно также, что взаимное экранирование ДЭС приводит к такого рода неустойчивости.

Таким образом, в данной главе продемонстрировано существенное влияние обмена электронов между электронными системами на процессы резонансного туннелирования электронов между ДЭС. Обнаруженные эффекты можно объяснить в рамках модели пиннинга неоднородно уширенных уровней Ландау с учетом взаимного экранирования флуктуационного потенциала в ДЭС и КТЭС.

Глава IV. Многочастичные эффекты при туннелировании электронов в сильном магнитном поле.

IV.1. Подавление равновесного туннельного тока в сильном магнитном поле в ультраквантовом пределе.

При $B = 11$ Тл резонанс 0-0 смещается в область малых напряжений (см. рис. 24). При этом одновременно с появлением пика в токе при малом положительном напряжении возникает пик в токе при малом отрицательном напряжении (см. рис. 32). Такое поведение следует ожидать при смещении резонанса в нулевое напряжение. Возможна и другая ситуация при учете спинового расщепления. Из-за перераспределения зарядов заселенность коллекторной ДЭС может быть больше 1, а заселенность эмиттерной ДЭС меньше 1, тогда положение резонанса будет смещено от нуля на величину спинового расщепления УЛ (см. рис. 25). Такая ситуация возможна и при смене полярности напряжения, поскольку приложенное напряжение также перераспределяет заряд между ДЭС вследствие конечной емкости туннельного барьера. Однако исследование дифференциальной проводимости при больших напряжениях (оно будет описано в следующем разделе) указывают на то, что резонансное условие (22) реализуется в напряжении близком к нулю в диапазоне от -3 мВ до 3 мВ. На рисунке 33 представлены ВАХ диода, измеренные при температуре $T = 4,5$ К и 10 К. Видна сильная температурная зависимость в области пиков в токе, в частности, видно исчезновение подавления тока при малом напряжении между токовыми пиками. Подобное подавление наблюдалось ранее в структурах с туннелированием электронов между ДЭС с одинаковой концентрацией, где резонанс наблюдался при нулевом напряжении смещения [9,10]. Авторы связывали подавление с проявлением корреляционного характера Кулоновского взаимодействия электронов ДЭС. Благодаря такому взаимодействию электроны в ДЭС находятся в частично упорядоченном состоянии, и туннелирующий электрон должен встроиться в это коррелированное состояние. Этот процесс сопровождается перестройкой ближнего

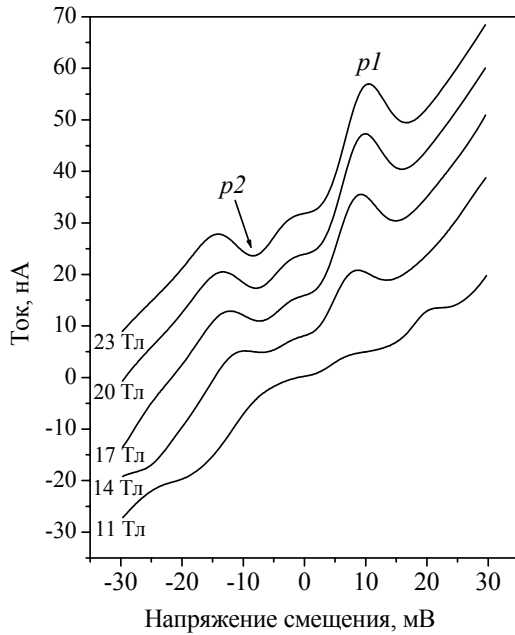


Рис. 33 ВАХ диода в магнитных полях ультраквантового предела ($\nu_{if} \leq 1$).

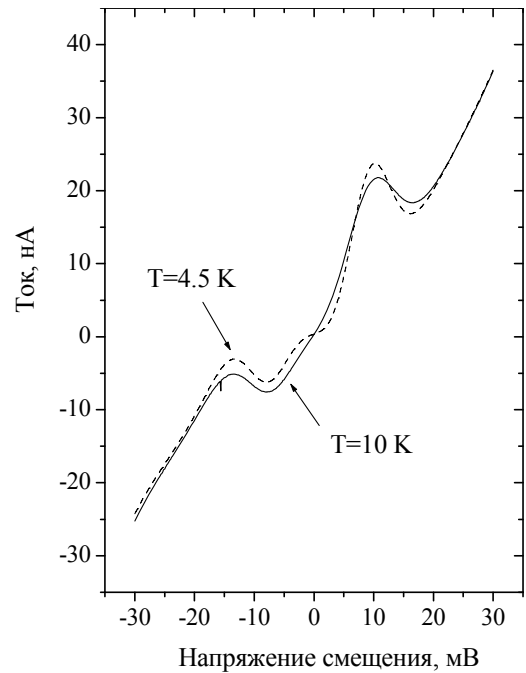


Рис. 34. ВАХ диода в магнитном поле $B = 20$ Тл при разных температурах.

порядка в ДЭС, что требует затраты энергии, поэтому процесс туннелирования подавлен при малых энергиях электронов. Иными словами на уровнях Ферми в ДЭС возникает так называемая, Кулоновская псевдощель. Корреляционное упорядочение возникает в магнитном поле, поэтому возникает зависимость величины псевдощели от магнитного поля. В качестве меры корреляционного взаимодействия авторы использовали положение по напряжению пика в токе и дифференциальной проводимости. Ранее наблюдались линейные зависимости положений пиков от магнитного поля с разными наклонами: $edV_p/d(\hbar\omega_c) \approx 0,1$ [9] (здесь V_p – положение пика в токе по напряжению) и $edV_p/d(\hbar\omega_c) = 0,29$ [10]. Причина различия на сегодняшний день не ясна и, по-видимому, связана с разной подвижностью электронов в ДЭС. Так в экспериментах Eisenstein и др. $\mu = 3 \times 10^6 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ [9], в экспериментах Brown и др. $\mu = 1 \times 10^5 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ [10], в образцах, исследуемых в этой работе, подвижность 2D слоев $\mu \approx 4 \times 10^4 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$. В данной работе также были обнаружены линейные зависимости положений по напряжению пиков в токе и производной (см. рис. 34) со следующими параметрами наклона:

$$edV_{p1}/d(\hbar\omega_c) = (0,35 \pm 0,02); edV_{p2}/d(\hbar\omega_c) = (0,32 \pm 0,01); \quad (82)$$

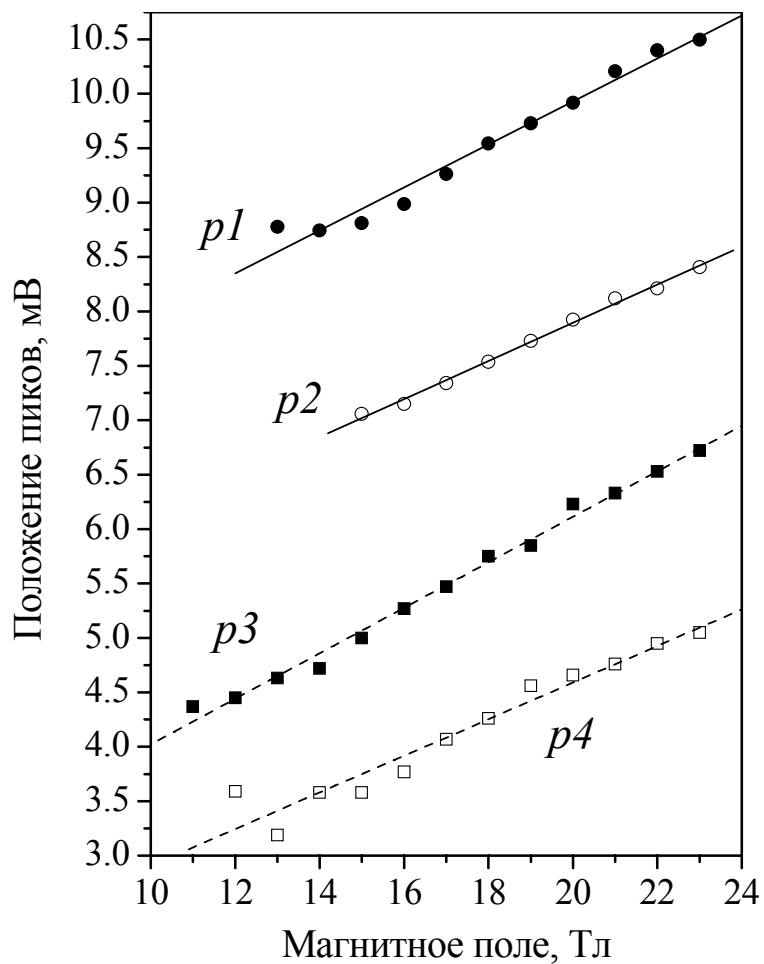


Рис. 34. Зависимости положений пиков в токе (кружки) и в производной (квадраты) от магнитного поля. Полные символы соответствуют данным при положительном смещении, а открытые соответствуют отрицательному смещению.

$$edV_{p3}/d(\hbar\omega_c) = (0,38 \pm 0,02); edV_{p4}/d(\hbar\omega_c) = (0,3 \pm 0,02); \quad (83)$$

Необходимо отметить, что в данной работе исследовалось туннелирование между ДЭС с разными концентрациями электронов, что может определить разную зависимость для пиков $p1$ и $p2$, $p3$ и $p4$.

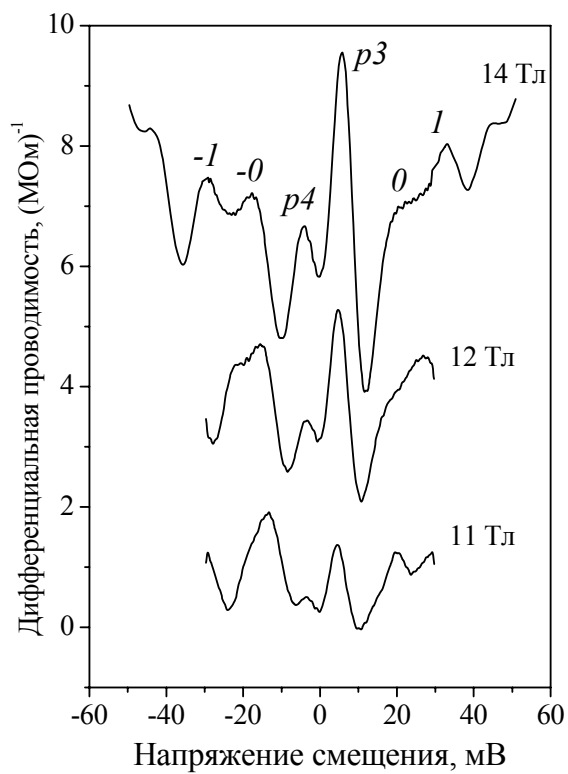


Рис.35 Дифференциальная проводимость диода в сильных магнитных полях. $\pm 0, \pm 1$ – дополнительные особенности.

IV.2. Особенности процессов неупругого туннелирования электронов между двумерными электронными системами.

На рис. 35 представлены зависимости дифференциальной туннельной проводимости от напряжения смещения при разных значениях магнитного поля. Видно, что помимо расщепленного резонанса при нулевом напряжении наблюдаются также дополнительные пики при больших напряжениях. Обычно дополнительные особенности в больших напряжениях возникают вследствие процессов туннелирования электронов с рассеянием на дефектах или с испусканием каких-либо возбуждений. Так при упругом рассеянии на примесях сохраняется полная энергия электрона, что приводит к переходам между УЛ с разными индексами (см. главу II стр. 39), при этом положения особенностей определяются следующим образом:

$$eV_{\pm(2k-1)} = \pm k \hbar \omega_c, \quad (84)$$

Здесь предполагается, что основной резонанс осуществляется при нулевом напряжении, знаки + и – соответствуют положительной и отрицательной полярности напряжения. Из рисунка 35 видно, что зависимости положения некоторых дополнительных особенностей (полные кружки) с хорошей точностью описываются выражением (84) (непрерывные линии). Что подтверждает предположение реализации резонанса 0-0 в нулевом напряжении в данном диапазоне магнитных полей. Однако при $B = 12$ Тл, возникает новый тип дополнительных пиков, отстоящих на меньшую энергию, чем остальные от резонансного пика (пустые кружки на рис. 35). В этом случае, положение этих особенностей зависело линейно от магнитного поля:

$$\begin{aligned} edV_0/d(\hbar\omega_c) &= (0,24 \pm 0,05); \quad edV_{-0}/d(\hbar\omega_c) = - (0,20 \pm 0,05); \\ edV_{-2}/d(\hbar\omega_c) &= - (0,52 \pm 0,04); \quad edV_{-4}/d(\hbar\omega_c) = - (1,11 \pm 0,06); \end{aligned} \quad (85)$$

Подобные особенности можно ожидать при туннелировании электронов с испусканием возбуждений, в спектре которых имеется щель. Так, например, наблюдаются реплики в туннельном токе при туннелировании электронов с испусканием оптических фононов. Данные особенности появились лишь в сильном магнитном поле и развились из реплик, связанных с уровнями Ландау (см. выражение (84)). Форма этих особенностей (см. рис. 35) похожа на форму основного резонанса, что указывает на то, что особенности связаны с возбуждениями, которые также влияют на форму линии основного резонанса.

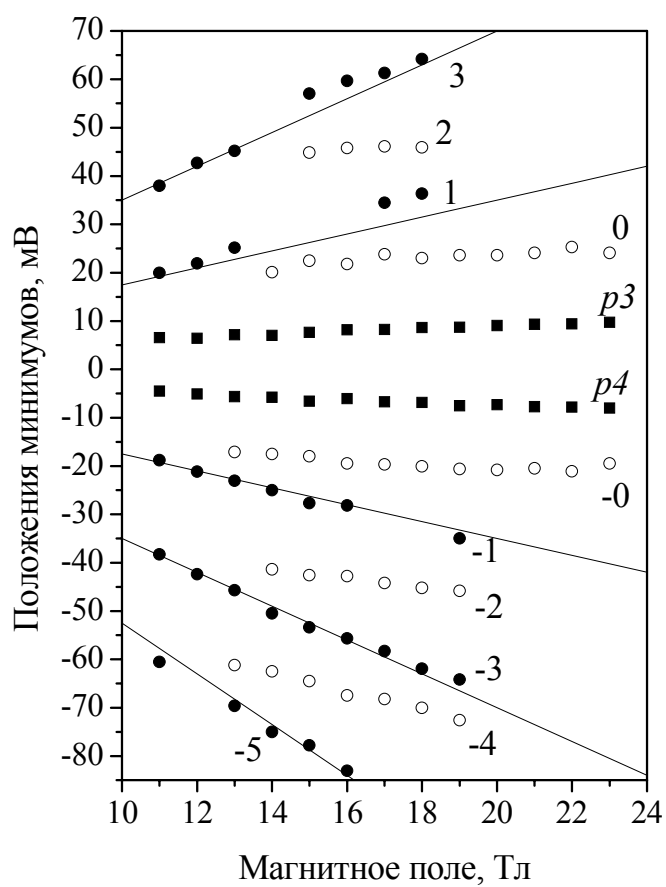


Рис. 35 Положения минимумов во второй производной в зависимости от магнитного поля. Кружками обозначены положения дополнительных особенностей, описываемых выражением (6) (полные кружки) и не описываемых этим выражением (пустые кружки). Квадратами представлены минимумы, связанные с пиками в проводимости $p3$ и $p4$.

Глава V. Токовые неустойчивости в области отрицательной дифференциальной проводимости РТД.

V.1. Колебания тока в цепи с резонансно-туннельным диодом. Зависимость пороговой проводимости от внешних параметров измерительной цепи.

Экспериментальные результаты.

При использовании методики измерения пороговой проводимости на диоде типа IV, описанном в главе II, получены следующие результаты: На рисунке 36 представлена экспериментальная зависимость R_T от нагрузочного сопротивления R_L , при этом нагрузочная индуктивность не менялась ($L_L = 7$ мкГн) и диод не шунтировался. Зависимость порогового сопротивления от шунтирующего сопротивления R_S представлена на рисунке 37. В этом случае $R_L = 9.8$ Ом, $L_L = 7$ мкГн, $L_S = 3$ мкГн. Зависимость R_T от шунтирующей емкости, измеренная в схеме с РТД, шунтированным только внешней емкостью, показана на рисунке 38. При этом $R_L = 47$ Ом, $L_L = 7$ мкГн. На всех рисунках экспериментальные данные представлены квадратными символами. На рисунке 38 символы соединены прямыми линиями для наглядности. Измерения проводились при комнатной температуре.

Анализатор спектра подключался через конденсатор емкостью 1.5 пФ при спектральных измерениях колебаний напряжения на РТД. Спектры представлены на рисунке 39 при разных средних значениях напряжения смещения на образце. При этом диод был зашунтирован емкостью $C_S = 15$ пФ, а $R_L = 47$ Ом, $L_L = 7$ мкГн.

Эквивалентные модели РТД.

Как уже упоминалось, пороговое сопротивление можно вычислить из условий стабилизации цепи. Для их определения необходимо использовать эквивалентную схему РТД в приближении малого сигнала. В данной работе мы рассмотрели две общепринятые модели РТД, выведенные в предположении однородного латерального распределения плотности туннельного тока. Первая модель представлена на рисунке 40(а). Это широко используемая схема с контактным сопротивлением R_C , полученная в модели когерентного туннелирования (RC модель)[27,28]. В диссертационной работе

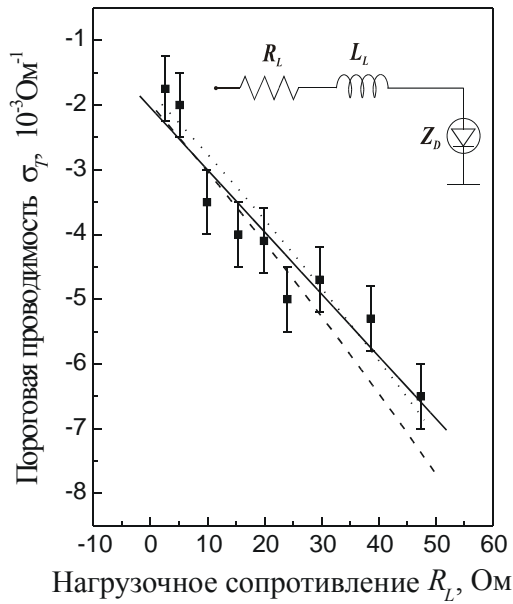


Рис.36 Зависимость пороговой проводимости $(R_T)^{-1}$ от нагрузочного сопротивления R_L при $L_L = 7$ мкГн. Квадратные символы соответствуют экспериментальным данным. Непрерывная линия – расчет в RC модели РТД. Пунктирная линия – расчет в модели ПТ. Штриховая линия – расчет в модели ПТ1. На вставке представлена принципиальная схема измерений.

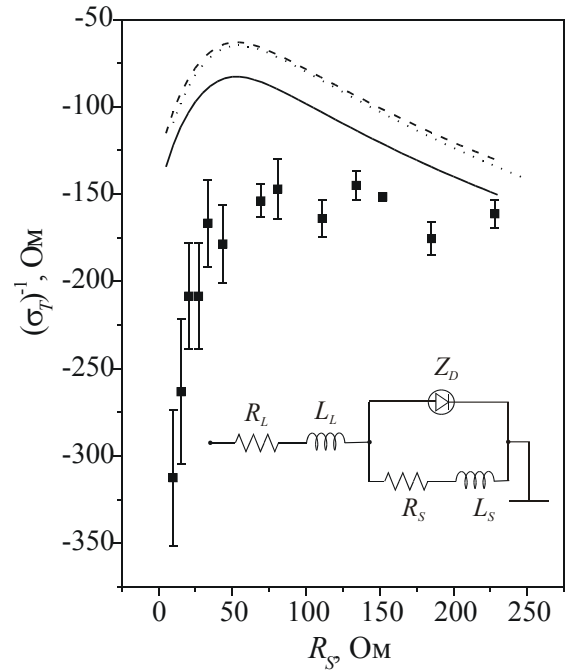


Рис.37 Зависимость порогового сопротивления R_T от шунтирующего сопротивления R_S при $L_L = 7$ мкГн, $L_S = 3$ мкГн. Квадратные символы соответствуют экспериментальным данным. Непрерывная линия – расчет в RC модели РТД. Пунктирная линия – расчет в модели ПТ. Штриховая линия – расчет в модели ПТ1. На вставке представлена принципиальная схема измерений.

автор пренебрег квантовой индуктивностью (см. рис. 40(a)), так как ее величина пренебрежимо мала по сравнению с индуктивностью проводов. Вторая модель описывает процессы последовательного туннелирования электронов. Эквивалентная схема для этой модели была разработана в работе [33]. Надо отметить, что она имеет довольно много параметров, значения которых могут быть определены лишь после тщательного исследования высокочастотных свойств РТД. В работе [34] М. Фейгинову удалось сократить число параметров для случая нулевых температур и получить значение импеданса, который также будет рассмотрен в этом разделе. В этой работе мне удалось упростить схему из работы [33], используя то, что в рассматриваемой экспериментальной ситуации частью параметров можно пренебречь. Давайте рассмотрим подробнее схему (см. рис.41(a)), при этом:

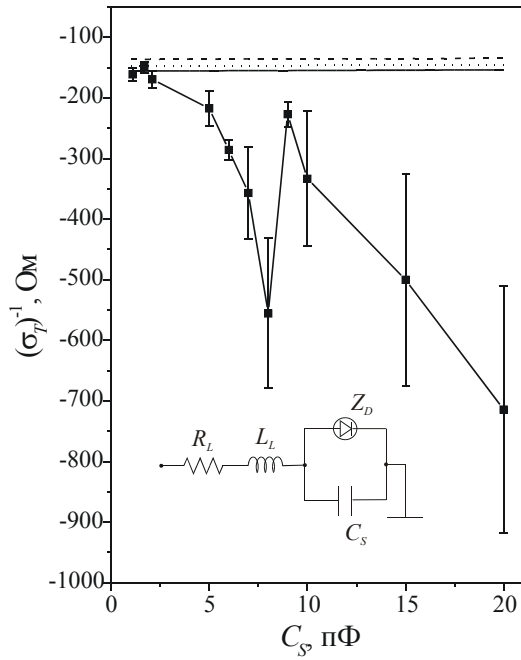


Рис. 38. Зависимость пороговой проводимости $(R_T)^{-1}$ от нагрузочного сопротивления R_L при $L_L = 7$ мкГн. Квадратные символы соответствуют экспериментальным данным. Непрерывная линия – расчет в RC модели РТД. Пунктирная линия – расчет в модели ПТ. Штриховая линия – расчет в модели ПТ1. На вставке представлена принципиальная схема измерений.

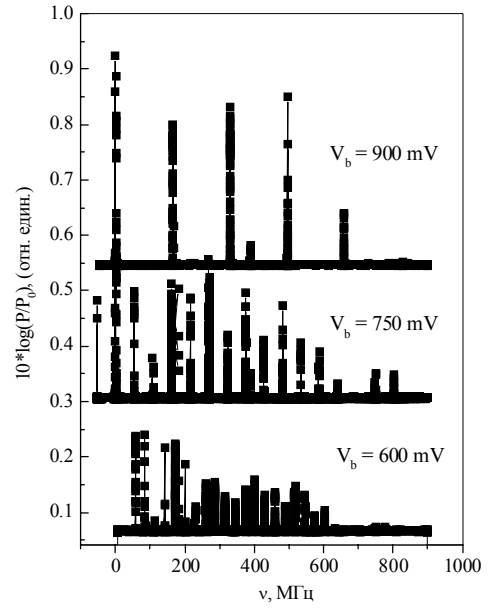


Рис. 39. Спектры колебаний напряжения на РТД в области ОДП при различных средних значениях напряжения на диоде.

$$G = \frac{e^2 m_* v_1}{\pi \hbar^2} (f_{1r} - f_{2r}) + \frac{ekTm_*}{\pi \hbar^2} \frac{dv_1}{d\psi_{12}} \ln \left(\frac{1 - f_{2r}}{1 - f_{1r}} \right) \quad (86)$$

$$G_\beta = \frac{e^2 m_* v}{\pi \hbar^2} (f_{2r} - f_{3r}) + \frac{ekTm_*}{\pi \hbar^2} \frac{dv}{d\psi_{23}} \ln \left(\frac{1 - f_{3r}}{1 - f_{2r}} \right) \quad (87)$$

$$G_1 = \frac{e^2 m_* v_1}{\pi \hbar^2} f_{2r} \quad (88)$$

$$G_2 = \frac{e^2 m_* v}{\pi \hbar^2} f_{2r} \quad (89)$$

$$C = \frac{e^2 m_*}{\pi \hbar^2} f_{2r} \quad (90)$$

здесь k, T – постоянная Больцмана и температура. Функции f_{1r}, f_{2r}, f_{3r} – распределения Ферми-Дирака при энергии E_0 соответственно в эмиттере, яме и коллекторе. v_1, v, ψ_{12} ,

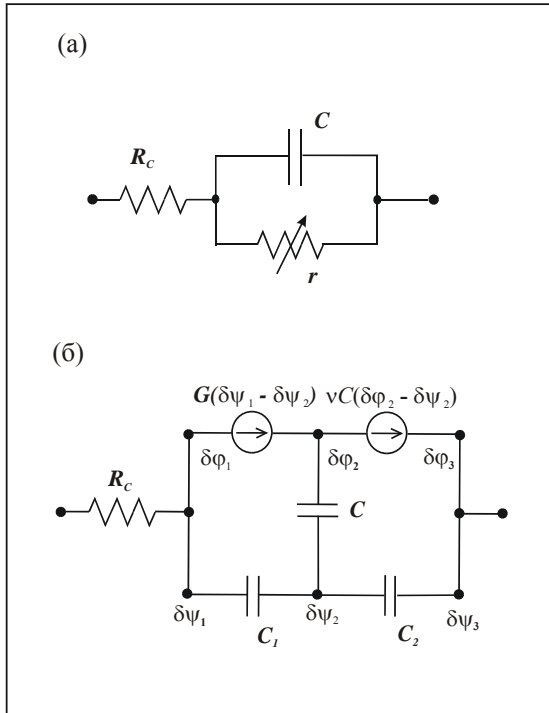


Рис. 40. Эквивалентные схемы РТД в приближении малого сигнала в RC модели (а) и в модели ПТ (б).

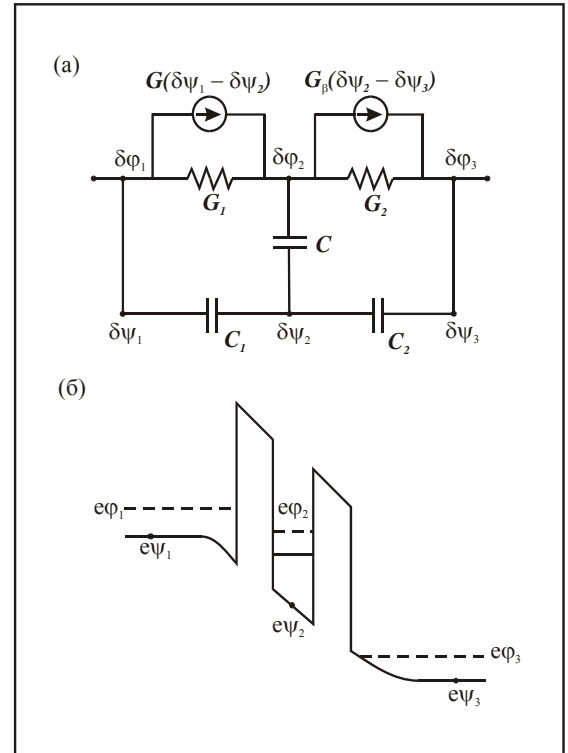


Рис. 41. РТД в модели последовательного туннелирования. (а) Эквивалентная схема РТД в приближении малого сигнала, полученная в работе [53]. (б) Профиль дна зоны проводимости РТД при приложенном напряжении смещения.

ψ_{23} , C_1 , C_2 – темпы туннелирования, разницы электрических потенциалов и емкости переходов эмиттер-яма, яма-коллектор (см. рис. 41(б)). Подобрал наиболее удачные параметры для объяснения экспериментальных СВЧ характеристик РТД, J. P. Mattia и др. получили зависимости темпов туннелирования ν_1 , ν от напряжения смещения.

В данной работе измерения пороговой проводимости имеют свои специфические особенности, благодаря которым можно сделать следующие упрощения: Во-первых, пороговая проводимость σ_T измерялась на участке ОДП вблизи минимума тока (участок АВ на рис. 21 главы II), а в этой ситуации как показали авторы работы [33], величина ν_1 очень маленькая, в то время как ее изменение с напряжением очень большое. Это означает, что резонансное туннелирование осуществляется на крае уширенного уровня E_0 . Поскольку на крае плотность состояний имеет сильную

зависимость от энергии, то темп туннелирования из эмиттера в яму сильно меняется при изменении напряжения, таким образом, имеем:

$$v_1 \ll kT(dv_1/d\psi_{12}) \quad (91)$$

В результате мы можем пренебречь первым членом в выражении (86), а также величиной G_1 по сравнению с G . Во-вторых, высота коллекторного барьера в исследуемой структуре $V_{cb} = 500$ мэВ, что много больше, чем $kT = 26$ мэВ. Поэтому можно пренебречь зависимостью v от энергии:

$$v \gg kT(dv/d\psi_{23}) \quad (92)$$

Таким образом, второй член в (87) может быть опущен. В-третьих, поскольку приложенное напряжение много больше kT , допустимо положить, что коллекторные состояния незаполнены $f_{3r} = 0$. Следовательно, можно написать следующее выражение для переменного тока через переход яма-коллектор:

$$j_c = G_2(\delta\varphi_2 - \delta\psi_2) \quad (93)$$

где $\delta\varphi_2, \delta\psi_2$ – колебания уровня Ферми и потенциала в яме. Объединяя выражения (89) и (90) получаем:

$$G_2 = vC \quad (94)$$

Таким образом, эквивалентная схема упрощается к виду, приведенному на рисунке 40(б).

Пороговое сопротивление в зависимости от нагрузочного сопротивления.

В этом параграфе рассматривается схема без шунтирования диода (см. вставку к рис. 36). В этом случае импеданс имеет вид:

$$Z(\omega) = R_L + i\omega L_L + Z_D(\omega) \quad (95)$$

где $Z_D(\omega)$ – эквивалентный импеданс РТД, который в RC модели диода имеет вид:

$$Z_D(\omega) = R_C + \frac{r}{1 + i\omega Cr} \quad (96)$$

В модели ПТ его вид таков:

$$Z_D(\omega) = R_C + \frac{G + v(C_1 + C_2)}{(i\omega C_1 + G)vC_2} \quad (97)$$

Необходимо отметить, что последнее выражение было получено на основе схемы на рисунке 40(б) в приближении $\omega \ll v$, что справедливо в нашем случае, поскольку наблюдались частоты генерации ($f \sim 200$ МГц) много меньше, чем характерные темпы туннелирования ($v \sim 5$ ГГц).

В работе [34] М. Фейгинов предложил другой вариант адмитанса РТД, здесь я буду называть его моделью ПТ1:

$$\frac{1}{Z_D(\omega) - R_C} = i\omega C + G_0 \frac{1 + i\omega\tau_c \alpha}{1 + i\omega\tau_{resp}} \quad (98)$$

где d, L - эффективные расстояния между эмиттером и ямой, ямой и коллектором, $C = \varepsilon\varepsilon_0/(L + d)$, G_0 - дифференциальная проводимость РТД на постоянном токе, $\tau_c = l/v$, $\tau_{resp} = (1 - G_0\tau_c/C_2)/(v + v_l)$, $\alpha = d/(L + d)$.

В результате, используя выражения (96)-(98), были получены условия стабилизации тока, например, для RC модели:

$$r < -(R_L + R_C) \text{ и } r < -\frac{L_L}{C(R_L + R_C)} \quad (99)$$

Выражение для порогового сопротивления имеет вид:

$$R_T = -\frac{L_L}{C(R_L + R_C)} \quad (100)$$

Расчетные кривые представлены на рисунке 36. RC модели соответствует непрерывная кривая, ПТ модель представлена пунктирной линией, модель ПТ1 представлена штриховой линией. Для кривых была выполнена процедура подгонки, при этом были получены следующие значения параметров:

$$R_C = 20 \text{ Ом}, C = 0.67 \text{ нФ}, \quad \text{для RC модели} \quad (101)$$

$$R_C = 20 \text{ Ом}, C_1 = 2 \text{ нФ}, C_2 = 1 \text{ нФ}, v = 5 \text{ ГГц}, \quad \text{для модели ПТ} \quad (102)$$

$$R_C = 20 \text{ Ом}, C = 0.6 \text{ нФ}, C_2 = 1 \text{ нФ}, \tau_c = 2 \text{ нс} \quad \text{для модели ПТ1} \quad (103)$$

Как видно из рисунка 36 расчетные кривые вполне удачно совпадают с экспериментом. Полученные параметры будут использованы в дальнейшем для сравнения экспериментов с расчетом.

Пороговое сопротивление в зависимости от шунтирующего сопротивления.

При шунтировании диода сопротивлением импеданс цепи меняется следующим образом (см. вставку к рисунку 37):

$$Z(\omega) = R_L + i\omega L_L + \frac{(R_S + i\omega L_S) \cdot Z_D(\omega)}{R_S + Z_D(\omega) + i\omega L_S} \quad (104)$$

На рисунке 37 результаты вычислений представлены непрерывной линией для RC модели, пунктирной линией для ПТ модели и штриховой линией для ПТ1 модели. Видно, что экспериментальные значения (квадратные символы на рис. 37) отличаются в 1.5 раза от расчетных значений. При этом, если процедуру подгонки параметров

выполнить для данных, приведенных на рисунке 36, а потом использовать параметры подгонки для сравнения данных, измеренных при разных нагрузочных сопротивлениях, то такое же различие возникнет между расчетом и экспериментом для данных на рисунке 36. В результате можно утверждать, что нельзя достигнуть одновременного, хорошего согласия экспериментальных данных на рисунке 37, и на рисунке 36 с рассчитанными значениями порогового сопротивления.

Пороговое сопротивление в зависимости от шунтирующей емкости.

Импеданс схемы, в которой РТД шунтирован емкостью C_S , имеет вид (см. вставку к рис. 38):

$$Z(\omega) = R_L + i\omega L_L + \frac{Z_D(\omega)}{1 + i\omega C_S Z_D(\omega)} \quad (105)$$

В данном случае было обнаружено существенное различие между расчетом и экспериментальными данными. Экспериментальные и расчетные значения представлены на рисунке 38 теми же символами, что и на рисунках 36, 37. Следует отметить, что обнаруженное различие носит качественный характер, так как расчет показывает отсутствие какого-либо влияния столь малой емкости на пороговое сопротивление, эксперимент же дает сильную зависимость с локальным минимумом при $C_S = 8$ пФ.

Спектры осцилляций и граничная частота РТД.

Другое расхождение с расчетом для моделей, учитывающих однородное распределение тока, обнаруживается при рассмотрении спектральных характеристик осцилляций напряжения на РТД. Так, хорошо известно, что осцилляции в цепи не могут осуществляться на частотах, выше граничной частоты диода. По определению граничная частота это величина, при которой выполняется следующее соотношение:

$$\text{Re}(Z_D(\omega_c)) = 0 \quad (106)$$

В результате для RC модели имеем:

$$f_c = \frac{1}{2\pi|r|C} \sqrt{\frac{|r|}{R_c} - 1} \approx 7.2 \text{ МГц} \quad (107)$$

для модели ПТ:

$$f_c = \frac{1}{2\pi|r|C_1} \sqrt{\frac{|r|v(C_1 + C_2) - 1}{vC_2R_c} - 1} \approx 19 \text{ МГц} \quad (108)$$

для модели ПТ1:

$$f_C \approx 5.3 \text{ МГц} \quad (109)$$

На рисунке 39 представлены спектры нелинейных осцилляций напряжения на РТД при разных средних значениях напряжения. Видно, что спектры состоят из гармоник. Спектральное расстояние между ближайшими гармониками дает собственную частоту цепи или частоту генерации, максимальное обнаруженное значение которой было $f_{max} = 250 \text{ МГц}$.

Обсуждение результатов.

Результаты проведенных экспериментов демонстрируют несостоятельность общепринятых моделей однородного распределения плотности тока вдоль структуры. Основной недостаток, используемых моделей заключается в пренебрежении нерезонансными эффектами. На сегодняшний день нет общепринятых моделей, учитывающих эти процессы. Однако, многие черты эксперимента, могут быть качественно объяснены в рамках модели неоднородного распределения тока вдоль латерального направления.

Представим себе, что туннельный ток течет через некоторые тонкие места – шнуры. Мало того, шнуры эти могут двигаться, вызывая колебания тока и напряжения. В этом случае эффективная площадь РТД уменьшается, что приводит к увеличению эффективного импеданса, что в свою очередь может отразиться в экспериментах с емкостным шунтированием. Действительно из формулы (105) видно, что заметное влияние емкости C_S возможно, когда $i\omega C_S Z_D(\omega) \sim 1$. В однородных моделях внутренняя емкость диода велика и поэтому значение импеданса мало, что означает нечувствительность порогового сопротивления к малой величине C_S . Если же допустить шнурование тока, то эффективный импеданс может резко увеличиться, что и приведет к заметному влиянию малой внешней емкости.

Уменьшение эффективной площади РТД может объяснить и большую величину частоты генерации. Вероятнее всего, что шнурование происходит, в основном в барьерной области диода, поскольку металлические контакты экранируют любую неоднородность. В этой ситуации можно пренебречь влиянием шнурования на R_C . Величины l/r , C_1 , C_2 , C можно считать пропорциональными эффективной площади РТД. В этом случае легко видеть из формул (107) и (108), что граничная частота растет с уменьшением эффективной площади диода. Таким образом, осцилляции тока, связанные с шнурованием, могут иметь частоты превышающие граничную частоту диода с однородным распределением тока.

Если предположить по аналогии с шнурованием тока в диодах Ганна, что колебания тока возникают в момент зарождения или уничтожения шнура вблизи края образца, то можно сделать оценки размера шнура и увеличения граничной частоты. Поскольку сильное влияние внешней емкости возникает при $C_S = 5$ пФ (см. рис. 39), эффективная емкость РТД на размерах шнура должна быть того же порядка, т. е. $C_{и} \approx 10$ пФ. Внутренняя емкость диода $C \approx 1$ нФ при латеральном размере 100 мкм, соответственно латеральный размер шнура должен быть порядка 10 мкм. Размер шнура определяет эффективную площадь РТД $S_{эф}$ и, таким образом, граничную частоту, поскольку $f_C \sim (S_{эф})^{-0.5}$. В результате уменьшение эффективного латерального размера диода в 10 раз, приводит к десятикратному увеличению граничной частоты, т. е. следует ожидать (см. формулу (107)), что $f_C \approx 200$ МГц, а это близко к экспериментально наблюдаемым частотам.

Таким образом, в этом разделе диссертации было показано наличие токовых неустойчивостей, которые не описываются общепринятыми моделями РТД, рассматривающими однородное распределение плотности тока вдоль структуры. Также было показано, что учет шнурования тока в РТД качественно объясняет основные особенности обнаруженных эффектов.

V.2. Токовые срывы. Влияние большого нагрузочного сопротивления на величину тока в резонансном пике.

В этом разделе рассматриваются токовые неустойчивости типа срыва тока. Как уже упоминалось, такого рода неустойчивости возникают при больших значениях нагрузочного сопротивления. В этой ситуации нагрузочное сопротивление может влиять на ВАХ диода только в области неустойчивости. Однако экспериментальные данные показывают, что изменение ВАХ происходит и на устойчивом участке. На рисунке 42 представлены ВАХ диода типа V (см. Таблицу V), измеренные при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ К). Диод имел 20 мкм диаметр меза структуры. Как видно из вставки к рисунку увеличение нагрузочного сопротивления приводило к уменьшению тока в резонансном пике.

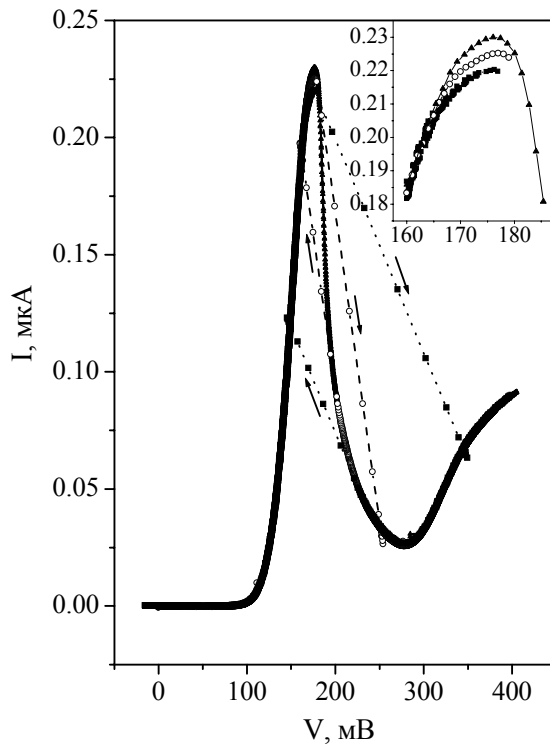


Рис. 42. ВАХ РТД при разных больших нагрузочных сопротивлениях 61 кОм – непрерывная линия с треугольниками, 300 кОм – пунктирная кривая линия с кружками, 1 МОм – штриховая линия с квадратами. Стрелки указывают направление смещения. На вставке представлены участки ВАХ вблизи пика в токе.

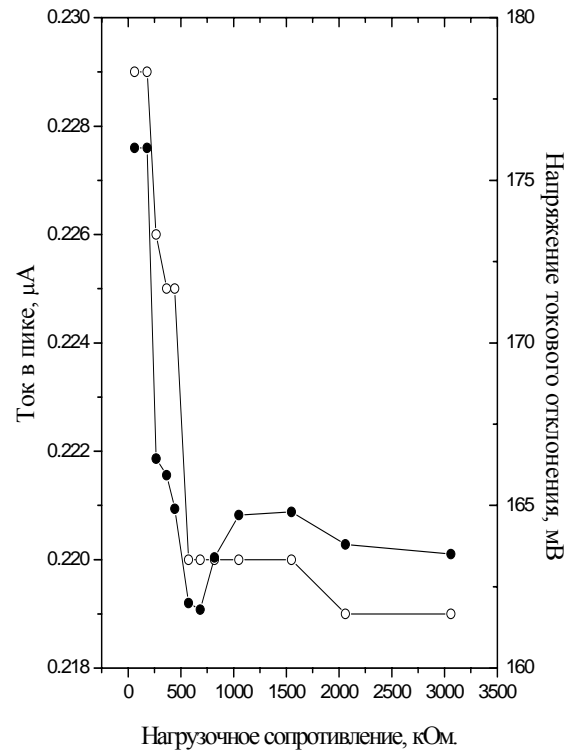


Рис. 43. Зависимости тока в максимуме резонансного пика (пустые кружки) и напряжения, при котором возникает отклонение тока от значения измеренного при нагрузочного сопротивление 10 кОм (полные кружки).

Подобные эффекты не могут быть описаны без рассмотрения латеральных неоднородностей. При наличии латеральных неоднородностей переключение тока может происходить не одновременно по площади образца. Предположим, что такой переход осуществился в каком-нибудь месте образца, тогда суммарный ток через диод меняется на малую величину ΔI . Наличие большого нагрузочного сопротивления приведет к увеличению падения напряжения на диоде $\Delta V = R_L \Delta I$, а это в свою очередь может спровоцировать переход в другом месте образца, в результате после затухания колебания общий ток падает. Поскольку полный ток есть сумма локальных токов, его значение уменьшается при увеличении площади области с локальным состоянием малого тока. На рисунке 43 представлена зависимость пикового тока от нагрузочного

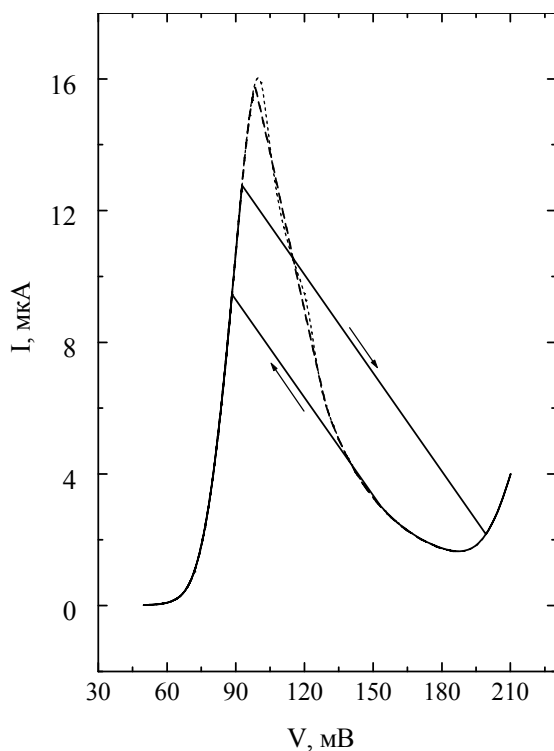


Рис. 44. ВАХ диода типа VI с диаметром меза-структуры 50 мкм при разных нагрузочных сопротивлениях: 100 Ом – штриховая линия, 3 кОм – пунктирная линия, 10 кОм – непрерывная линия. Стрелками указаны направления срывов.

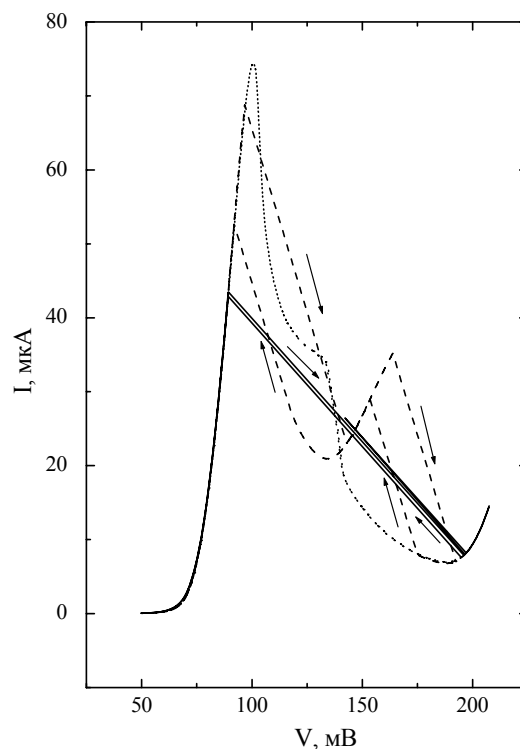


Рис. 45. ВАХ диода типа VI с диаметром меза-структуры 100 мкм при разных нагрузочных сопротивлениях: 500 Ом – штриховая линия, 15 кОм – пунктирная линия, 50 кОм – непрерывная линия. Стрелками указаны направления срывов.

сопротивления и напряжения, при котором возникает отклонение в токе. Отклонение определялось относительно ВАХ, измеренной при нагрузочном сопротивлении $R_L = 10$ кОм.

Увеличение степени беспорядка и площади образца ведет к усилению эффекта, что и наблюдается на образцах типа VI (см. Таблицу VI) со встроенным беспорядком (см. рис. 44 и 45). В качестве источника беспорядка в этих образцах использовался слой InAs, как известно этот материал плохо совместим с GaAs, что приводит к возникновению всякого рода дефектов в гетероструктуре диода. Видно, что в этом случае переключение диода возникает в области положительной дифференциальной проводимости. Это указывает на то, что, вероятно, уже в этой области присутствуют токовые шумы, связанные с переключением локальных областей. При этом мощности шума достаточно, чтобы переключить весь диод в состояние с малым током.

У.3. Пороговая проводимость и колебания тока в цепи в магнитном поле параллельном плоскости интерфейса.

В этом разделе представлены результаты исследования токовых неустойчивостей в планарном магнитном поле, параллельном плоскости интерфейса РТД. Во время данного исследования внешние параметры измерительной цепи были фиксированы, магнитное же поле влияло лишь на внутренние характеристики РТД. Как было показано во II главе, планарное магнитное поле меняет условия резонансного туннелирования, что сказывается только на процессы туннелирования электронов в барьерной области. Такие параметры как контактное сопротивление и емкость барьера меняются незначительно в планарном магнитном поле. Таким образом, из анализа условий стабилизации тока для моделей РТД с однородным распределением тока не следует ожидать какой-либо сильной зависимости пороговой проводимости от планарного магнитного поля.

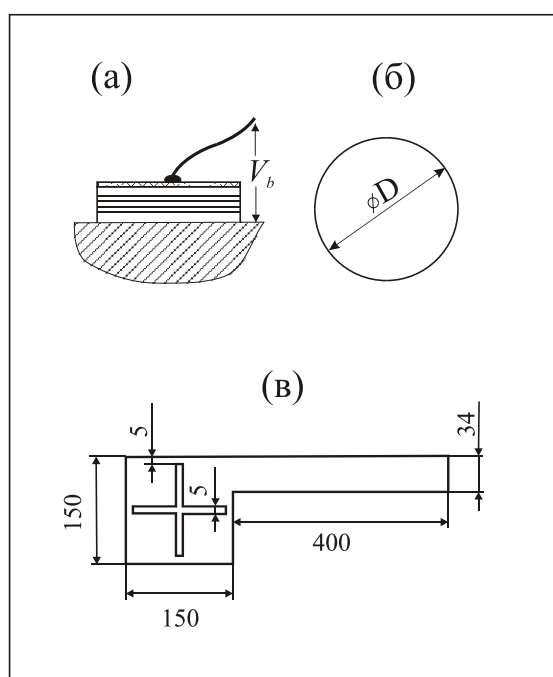


Рис. 46. Внешний вид образцов. (а) Разрез меза-структуры. (б) Вид сверху образцов А ($D = 200$ мкм) и В ($D = 400$ мкм). (в) Вид сверху образца С. Размеры указаны в мкм.

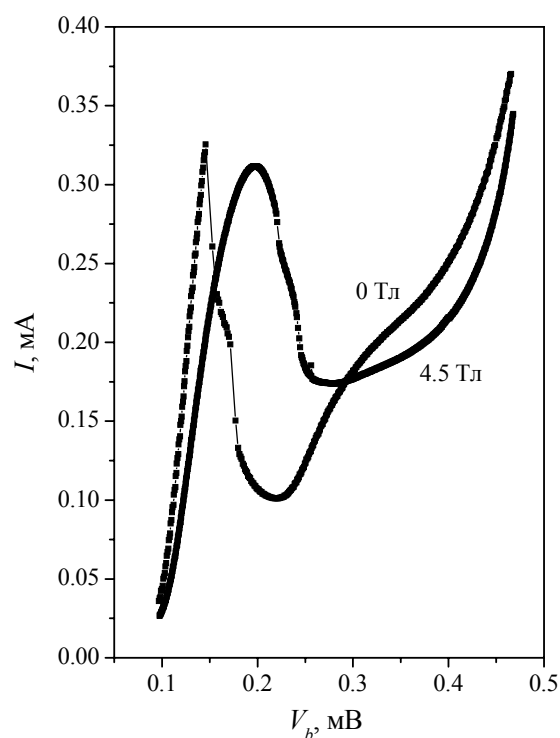


Рис. 47. ВАХ диода при разных значениях планарного магнитного поля.

Пороговая проводимость измерялась на образцах структуры типа VII (см. Таблицу VII) при температуре 4.2 К. При этом исследовались диоды разной формы меза-структуры и латеральных размеров. Образцы А и Б имели круглую форму меза-структуры с диаметрами 200 мкм и 400 мкм соответственно. Образец С имел форму вытянутой полоски с квадратной контактной площадкой с прорезями (см. рис. 46). Площадь образца была равна площади квадрата со стороной 300 мкм. На рисунке 47 представлены ВАХ диода в разных магнитных полях. Видно, что магнитное поле уширяет резонансный пик. И область генерации (область ступеньки на рисунке 47) уменьшается. На рисунке 48 представлена зависимость пороговой проводимости σ_T , измеренной на образце А, от планарного магнитного поля, оказалось что существует довольно сильная зависимость в диапазоне магнитных полей от 0 до 5 Тл. На рисунке 49 представлена экспериментальная зависимость $\sigma_T(B)$, полученная на образце Б. Видна не монотонная зависимость с максимумом от планарного магнитного поля. При этом проводимость меняется в два раза. Следует отметить, что величины пороговых проводимостей для образцов А и В довольно близки, несмотря на четырехкратное

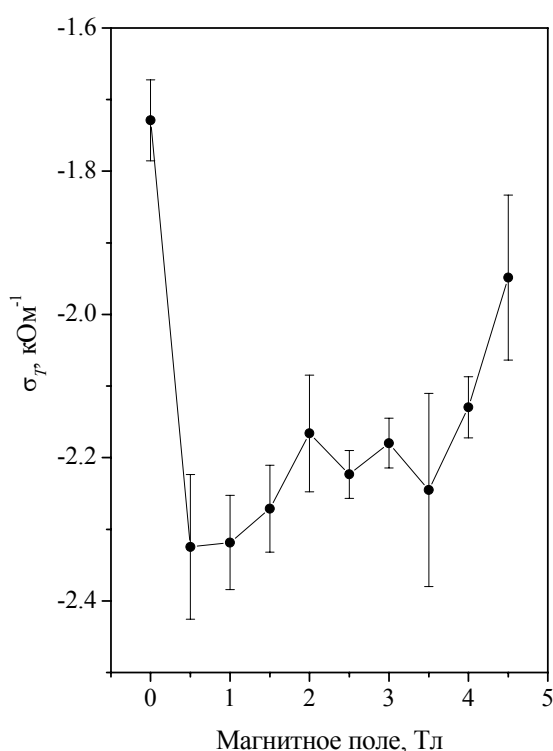


Рис. 48. Зависимость пороговой проводимости от планарного магнитного поля для образца А.

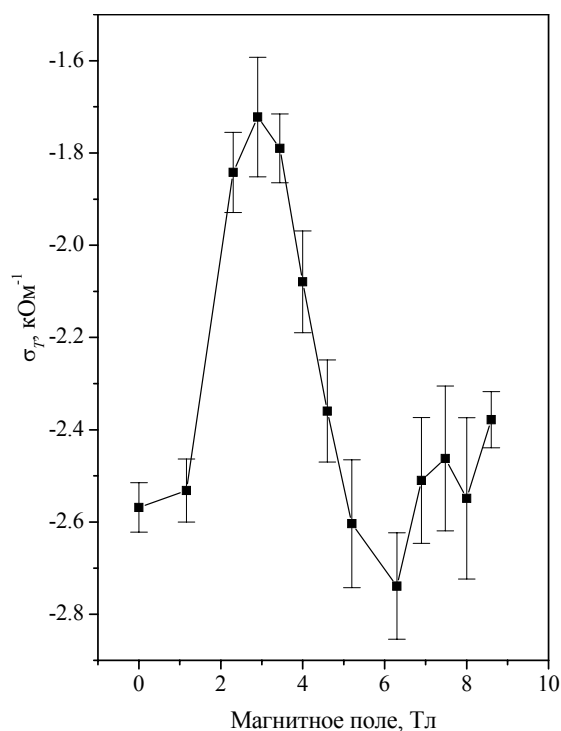


Рис. 49. Зависимость пороговой проводимости от планарного магнитного поля для образца Б.

различие площадей диодов. Это указывает на незначительность влияния таких параметров диода как контактное сопротивление и емкость на величину σ_T , внешние же параметры для обоих диодов были одинаковые.

Таким образом, по-видимому, модель однородного распределения тока в РТД не может адекватно описать обнаруженный эффект. В случае же неоднородного протекания тока в РТД, можно ожидать заметный эффект планарного магнитного поля, поскольку в данном случае нужно рассматривать протекание тока не только в вертикальном направлении, но и в планарном. В этом случае возникает анизотропия для растекания тока вдоль магнитного поля и поперек. Таким образом, если взять образец С с несимметричной формой, можно ожидать появления анизотропии в пороговой проводимости для ориентации вытянутой части образца вдоль магнитного поля и поперек поля. На рисунке 50 представлены зависимости $\sigma_T(B)$ для двух ориентаций образца относительно планарного магнитного поля. К сожалению, в данном исследовании обнаружить заметную анизотропию не удалось.

Слабую зависимость растекания тока от направления планарного магнитного поля, можно ожидать в ситуации, когда в приборьерной области возникает аккумуляционная ДЭС, по которой и растекается заряд (см. стр. 52). Проводимость же в ДЭС слабо зависит от планарного магнитного поля. Аналогичное исследование на образцах без спейсерного слоя может обнаружить ожидаемый эффект.

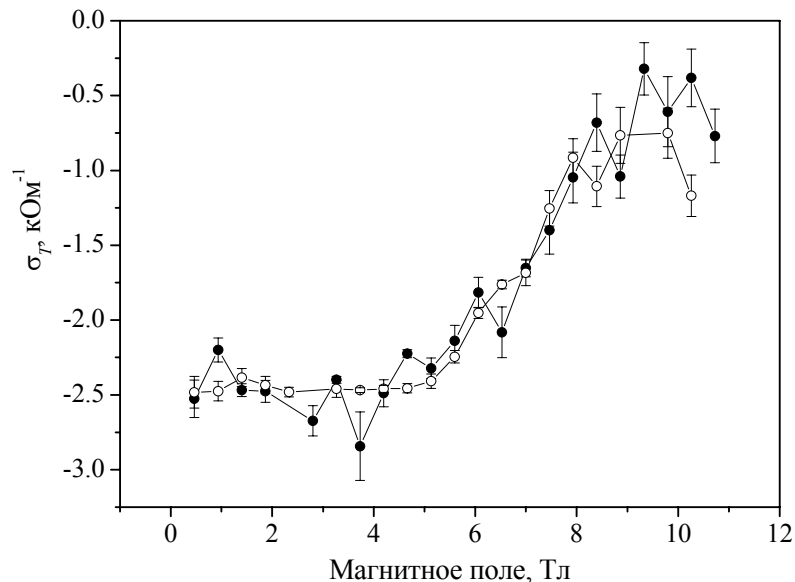


Рис. 50. Зависимости пороговой проводимости от планарного магнитного поля для двух ориентаций образца С. Полные кружки соответствуют ориентации магнитного поля вдоль вытянутой части образца. Пустые кружки соответствуют поперечной ориентации.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Впервые реализована структура, позволяющая исследовать процессы туннелирования электронов между двумерными электронными системами с разной концентрацией. В данной структуре транспорт вдоль двумерных слоев не дает вклад в измеряемый сигнал. Получила развитие методика определения основных параметров двумерных электронных систем в таких структурах.
2. Обнаружено немонотонное смещение резонансного пика по напряжению, связанное с обменом электронов между двумерными электронными системами и контактными трехмерными электронными системами. Анализ экспериментальных данных показал, что наблюдаемое смещение вызвано пиннингом уровней Ландау на уровнях Ферми эмиттера и коллектора.
3. В сильных магнитных полях обнаружено подавление равновесной туннельной проводимости между двумерными электронными системами с разной концентрацией электронов. Подавление было интерпретировано как проявление корреляционного характера Кулоновского взаимодействия электронов в двумерных электронных системах. При напряжениях смещения больших 10 мВ впервые были обнаружены особенности туннельной проводимости, вероятно связанные с неупругим туннелированием электронов с испусканием специфических возбуждений в двумерных электронных системах.
4. Предложена оригинальная методика исследования токовых неустойчивостей в области отрицательной дифференциальной проводимости резонансно-туннельного диода. Экспериментально измерены зависимости пороговой проводимости от параметров внешней цепи и магнитного поля, параллельного плоскости интерфейса. Обнаружены расхождения расчетных и экспериментальных данных, которые находят качественное объяснение в рамках предположений о неоднородном распределении плотности тока в резонансно-туннельном диоде вдоль барьера.

В заключении я хочу высказать искреннюю благодарность Ю. В. Дубровскому за руководство моей научной деятельностью, постоянное внимание и большую помощь в

работе, Ю. Н. Ханину и Е. Е. Вдовину за помощь в работе и плодотворные дискуссии, В. Сироткину за помощь в расчетах, Д. Ю. Иванову, С. Морозову, В. А. Тулину, В. Дремову за техническую поддержку и обсуждение результатов, всем сотрудникам лаборатории спектроскопии полупроводниковых наноструктур за плодотворное сотрудничество, а также своей жене за терпение и моральную поддержку.

Результаты работы изложены в следующих публикациях:

1. Ю. В. Дубровский, В. Г. Попов, Е. Е. Вдовин, Ю. Н. Ханин, И. А. Ларкин, Т. Г. Андерсон, И. В. Тордсон, Ж.-К. Портал, Д. К. Мауд, *Резонансы при туннелировании в гетероструктурах с одиночным барьером*. – Успехи Физических Наук, 1996, том 166, выпуск 8, стр. 900.
2. В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, Д. К. Мауд, Ж. –К. Портал, Т. Г. Андерссон, Ж. Тордсон, *Туннелирование электронов между двумерными электронными системами в гетероструктуре с одиночным легированным барьером*. – Физика и техника полупроводников, 1998, том 32, выпуск 5, стр. 602 – 606.
3. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, V. G. Popov, D. K. Maude, J.-C. Portal, J. K. Maan, T. G. Andersson, S. Wang, *Suppression of the equilibrium tunneling current between slightly disordered two-dimensional electron systems with different electron concentrations in a high magnetic field*. – Письма ЖЭТФ, 1999, том 69, выпуск 3, стр. 236 – 241.
4. Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, V. G. Popov, D. K. Maude, J. –C. Portal, J. K. Maan, K. Wang, A. Balandin, T. G. Andersson, S. Wang, *Resonant and Correlation Effects in the Tunnel Structures with Sequential 2D Electron Layers in a High Magnetic Field*. – Physics of Low-Dimensional Structures, 1999, volume 3, p. 1-242.
5. V. G. Popov, Yu. V. Dubrovskii, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, D. K. Maude, J.-C. Portal, J. Thordson, T. G. Andersson, S. Wang, *Tunneling in heterostructure with sequential 2D electron layers*. – Proceedings of 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors, World Scientific, Berlin, Germany, 1996, volume 3, p. 2247 – 2250.
6. В. Г. Попов, Ю. В. Дубровский, К. L. Wang, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, *Латеральные неоднородности и эффекты релаксации неоднородных возмущений в резонансно-туннельных диодах*. – IV-я Российская конференция по физике полупроводников: “Полупроводники’99”, Тезисы докладов, Новосибирск, Россия, 1999, стр. 319.

7. V. A. Volkov, M. N. Feiginov, Yu. V. Dubrovskii, V. G. Popov, E. E. Vdovin, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. K. Geim, J. C. Maan, M. S. Skolnick, *The steps on the I-V curves of the resonant tunneling diodes: current vortexes?* – Proceedings of 7th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, 1999 Ioffe Institute, p. 255 – 258.
8. V. G. Popov, Yu. V. Dubrovskii, K. L. Wang, L. Eaves, J. C. Maan, *Current instabilities in negative differential resistance region of a large area resonant tunneling diode.* – Proceedings of 8th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, 2000 Ioffe Institute, p. 347 – 350.

Литература

1. D. C. Tsui. “Landau-level spectra of conduction electrons at on InAs surface”. Phys. Rev. B, 1975, V **12**, № 12, pp. 5739 – 5748.
2. T. W. Hickmott. “Magnetotunneling from accumulation layers in $Al_xGa_{1-x}As$ capacitors”. Phys. Rev. B, 1985, V **32**, № 10, pp. 6531 – 6543.
3. K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs, L. Eaves. “Magnetoelectric effects in two-dimensional accumulation layers of single-barrier tunnel structures”. Superlatt. and Microstr., 1991, V **9**, pp. 25 – 32.
4. E. Böckenhoff, K.v. Klitzing and K. Ploog. “Tunneling from accumulation layers in high magnetic fields”. Phys. Rev. B, 1988, V **38**, № 14, pp. 10120-10123.
5. K. S. Chan, F. W. Sheard, G. A. Toombs, L. Eaves. “Magnetoelectric effects in III-V tunneling heterostructures”. Phys. Rev. B, 1997, V **56**, №3, pp. 1447-1455.
6. D. G. Hayes, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, P. E. Simmonds, L. L. Taylor, S. J. Bass, L. Eaves. “Landau-level pinning in wide modulation-doped quantum-well structures in the integer quantum Hall regime”. – Phys. Rev. B, 1991, V **44**, № 7, pp. 3436-3439.
7. R. C. Ashoori, J. A. Lebens, N. P. Bigelow, R. H. Silsbee. “Equilibrium tunneling from the two-dimensional electron gas in GaAs: Evidence for a magnetic-field-induced energy gap”. Phys. Rev. Lett., 1990, V **64**, № 6, pp. 681 – 684.
8. R. C. Ashoori, J. A. Lebens, N. P. Bigelow, R. H. Silsbee. “Energy gaps of the two-dimensional electron gas explored with equilibrium tunneling spectroscopy”, Phys. Rev. B, 1993, V **48**, № 7, 4616-4628.
9. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West. “Coulomb barrier to tunneling between parallel two-dimensional electron systems”. Phys. Rev. Lett., 1992, V **69**, pp 3804 – 3807.
10. N. Turner, J. T. Nicholls, E. H. Linfield, K. M. Brown, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie. “Tunneling between parallel two-dimensional electron gases”. Phys. Rev. B, 1996, V **54**, № 15 , pp. 10614-10624.
11. H. B. Chan, P. I. Glicofridis, R. C. Ashoori, M. R. Melloch. “Universal Linear Density of States for Tunneling into the Two-Dimensional Electron Gas in a Magnetic Field”. Phys. Rev. Lett., 1997, V **79**, № 15, pp. 2867 – 2870.

12. V. T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland. “*Electron correlations and Coulomb gap in a two-dimensional electron gas in high magnetic fields*”. Phys. Rev B, 1995, V **51**, № 12, pp. 7958-7961.
13. E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, W. Hansen, M. Holland. "Tunneling measurements of the Coulomb pseudogap in a quantizing magnetic field" Phys. Rev. B, 2000, V **61**, № 4, p. 2939.
14. D. G. Polyakov, K. V. Samokhin. “*Dynamical Scaling at the Quantum Hall Transition: Coulomb Blockade versus Phase Breaking*”. Phys. Rev. Lett., 1998, V **80**, № 7, pp. 1509-1512.
15. “Туннельные явления в твердых телах”, под редакцией Э. Бурштейна, С. Лундквиста, М.: Мир, 1973.
16. S. He, P. M. Platzman, B. I. Halperin. "Tunneling into a two-dimensional electron system in a strong magnetic field". Phys. Rev. Lett., 1993, V **71**, № 5, pp. 777 – 780.
17. P. Johanson, J. M. Kinaret. “*Tunneling between two two-dimensional electron systems in a strong magnetic field*”. Phys. Rev. B, 1994, V **50**, № 7, pp. 4671-4686.
18. C. M. Varma, A. I. Larkin, E. Abrahams. “*Correlated state of double layers of electron fluids*”. Phys. Rev. B, 1994, V **49**, № 19, pp. 13 999 – 14 002.
19. A. L. Efros, F. G. Pikus. “*Classical approach to the gap in the tunneling density of states of a two-dimensional electron liquid in a strong magnetic field*”. Phys. Rev. B, 1993, V **48**, № 19, pp. 14694 – 14697.
20. В. А. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. “*Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках*” – М.: Наука, 1972.
21. E. Schöll. “*Nonequilibrium Phase Transitions in Semiconductors*” – Springer, Berlin, 1987.
22. В. В. Осипов, В. А. Холоднов, Микроэлектроника, 1973, т. 2, стр. 529.
23. A. Gorbatyuk, P. Rodin, Solid-State Electron., 1992, V **35**, p. 1359.
24. А. М. Белянцев, А. А. Игнатов, В. И. Пискарев, М. А. Сеницын, В. И. Шашкин, Б. С. Явич, М. Л. Яковлев “*Новые нелинейные высокочастотные эффекты и ОДП S-типа в многослойных гетероструктурах*”. Письма в ЖЭТФ, 1986, т **43**, № 7, стр. 339-341.
25. В. И. Стафеев, «*Новые методы полупроводниковой СВЧ-электроники*», - М.: Мир, 1968, стр. 55.
26. L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsui “*Resonant-tunneling in semiconductor double barriers*” Appl. Phys. Lett. 1974, V **24**, p. 593.

27. E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, T. C. McGill. “*Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes*”. Appl. Phys. Lett., 1991, V **58**, p. 2291.
28. E. R. Brown, C. D. Parker, T. C. L. G. Sollner, “*Effect of quasi-bound state lifetime on the oscillation power of resonant-tunneling diodes*”. Appl. Phys. Lett., 1989, V **54**, p. 934.
29. S. Luryi, “*Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators*”, Appl. Phys. Lett., 1985, V **47**, p. 490.
30. M. L. Leadbeater Ph. D. Thesis, Nottingham University, UK (1990).
31. C. Zhang, M. L. F. Lerch, A. D. Martin, P. E. Simmonds, and L. Eaves, “*Plasmon assisted resonant tunneling in a double barrier heterostructure*”. Phys. Rev. Lett., 1997, V **72**, № 21 , pp. 3397 - 3400.
32. M. L. Leadbeater, E. S. Alves, F. W. Sheard, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, G. A. Toombs, “*Observation of space-charge build-up and thermalization in an asymmetric double-barrier resonant tunneling structure*”, J. Phys.: Condense Matter, 1989, V **1**, p.10 605.
33. J. P. Mattia, A. L. McWhorter, R. J. Aggarwal, F. Rana, E. R. Brown, P. Maki “*Comparison of a rate-equation model with experiment for the resonant tunneling diode in scattering-dominated regime*”. J. Appl. Phys., 1998, V **84**, № 2, pp. 1140-1148.
34. М. Фейгинов “*Effect of the Coulomb interaction on the response time and impedance of the resonant-tunneling diodes*”. Appl. Phys. Lett., 2000, V **76**, № 20, pp. 2904-2906.
35. C. Y. Belhadj, K. P. Martin, S. Ben Amor, J. J. L. Rascol, R. J. Higgins, R. C. Potter, H. Hier, E. Hempfling, “*Bias circuit effects on the current-voltage characteristic of double-barrier tunneling structures: Experimental and theoretical results*”. Appl. Phys. Lett., 1990, V **57**, № 1, pp. 58 – 60..
36. J. F. Young, B. M. Wood, H. C. Liu, M. Buchanan, D. Landheer, A. J. Spring Thorpe, P. Mandaville, “*Effect of circuit oscillations on the dc current-voltage characteristics of double barrier resonant tunneling structures*”. Appl. Phys. Lett., 1988, V **52**, № 17, pp. 1398 - 1400.
37. E. S. Hellman, K. L. Lear, J. S. Harris. “*Limit cycle oscillation in negative differential resistance devices*”. J. Appl. Phys., 1988, V **64**, № 5, pp. 2798 - 2800.
38. T. J. Foster, M. L. Leadbeater, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, C. A. Payling, F. W. Sheard, P. E. Simmond, G. A. Toombs, “*Current bistability in double-barrier resonant tunneling devices*”, Phys. Rev. B, 1989, V **39**, № 9, pp. 6205 – 6207.

39. V. J. Goldman, D. C. Tsui, J. E. Cunningham, “*Observation of inelastic bistability in resonant tunneling structures*”, Phys. Rev. Lett., 1987, V **58**, № 12, pp. 1256 – 1259.
40. C. Y. Huang, J. M. Morris, Y. K. Su, “*Generalized formula for the stability and instability criteria of current-voltage characteristics measurements in the negative differential conductance region of a resonant tunneling diode*”. J. Appl. Phys., 1997, V **82**, № 5, pp. 2690 - 2696.
41. M. N. Feiginov, S. A. Mikhailov, V. A. Volkov. “*Tunnel Junction Plasmons in the Hydrodynamic Approach*”. Phys. Low-Dim. Struct., 1994, V **9**, pp. 1-10.
42. M. N. Feiginov and V. A. Volkov, Abstracts of the 24th International Conference on the Physics of Semiconductors, Jerusalem, Israel, Tu-P101 (1998).
43. М. Н. Фейгинов, В. А. Волков, “*Самовозбуждение 2D плазмонов в резонансно-туннельных диодах*”. Письма в ЖЭТФ, 1998, т **68**, № 8, стр. 633.
44. A. Wacker, E. Schöll, “*Criteria for stability in bistable electrical devices with S- or Z-shaped current voltage characteristic*”. J. Appl. Phys., 1995, V **78**, № 12, pp 1-6.
45. W. Demmerle, J. Smoliner, G. Berthold, E. Gornik, G. Weimann, “*Tunneling spectroscopy in barrier-separated two-dimensional electron-gas systems.*” Phys. Rev. B, 1991, V **44**, № 3, pp. 3090-3104.
46. A. H. MacDonald, T. Jungwirth, “*Electron-electron interactions and two-dimensional – two-dimensional tunneling*” Phys. Rev. B, 1996, V **53**, № 11, pp. 7403 - 7412.
47. F. T. Vasko, O. G. Balev, N. Studart, “*Inhomogeneous broadening of tunneling conductance in double quantum wells*” Phys. Rev. B, 2000, V **62**, № 19, pp. 12 940 – 12 948.
48. V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, “*Evidence for LO-phonon-emission-assisted tunneling in double-barrier heterostructures.*” Phys. Rev. B, 1987, V **36**, № 14, pp. 7635-7637.
49. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, «*Квантовая механика. Нерелятивистская теория*». Теоретическая физика. т. 3, М.: Наука (1989).
50. G. Rainer, J. Smoliner, E. Gornik, G. Bohm, G. Weimann, “*Tunneling and nonparabolicity effects in in-plane magnetic fields.*” Phys. Rev. B, 1995, V **51**, № 24, pp. 17 642 – 17 647.
51. Yu. V. Dubrovskii, Yu. N. Khanin, I. A. Larkin, S. V. Morozov, “*Electron tunneling through single-barrier heterostructures in a magnetic field.*” Phys. Rev. B, V **50**, № 7, pp. 4897-4900 (1994).

52. М. А. Лаврентьев и Б. В. Шабат, “*Методы теорий функций комплексного переменного*” М.: Наука. 1965, стр. 451.
53. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland. "*Direct measurements of the spin gap in the two-dimensional electron gas of AlGaAs-GaAs heterojunctions*". Phys. Rev. Lett., 1997, V **79**, № 4 , pp. 729 – 732.
54. V. Mosser, D. Weiss, K. v. Klitzing, K. Ploog, G. Weimann. “*Density of states of GaAs – AlGaAs-heterostructures deduced from temperature dependent magnetocapacitance measurements.*” Sol. St. Comm., 1986, V **58**, № 1, pp. 5 – 7.