

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Похабов Дмитрий Александрович

**Квантовый транспорт в микросужениях и
подвешенных квантовых точечных контактах на
основе гетероструктур GaAs/AlGaAs**

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Погосов Артур Григорьевич

Новосибирск – 2018

Оглавление

Введение	4
Список сокращений и условных обозначений	13
Глава 1. Обзор литературы	14
1.1. Двумерный электронный газ	14
1.2. Квантовый точечный контакт	19
1.3. Квантовый эффект Холла	27
Глава 2. Экспериментальные образцы и методика эксперимента	44
2.1. Изготовление образцов	44
2.2. Техника низкотемпературного эксперимента	48
2.3. Методика измерений	49
Глава 3. Электронный транспорт в микросужениях в режиме квантового эффекта Холла	51
3.1. Феноменологическое исследование гистерезиса магнетосопротивления сужений	53
3.2. Зависимость гистерезиса магнетосопротивления от ширины сужения	58
3.3. Микроскопическая модель гистерезиса магнетосопротивления	60
3.4. Неравновесный химический потенциал в ДЭГ в режиме КЭХ	68
3.5. Выводы	76
Глава 4. Электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах	79
4.1. Спектроскопия одномерных подзон	79
4.2. Кондактанс квантовых точечных контактов, помещённых в поперечное латеральное электрическое поле	83

4.3. Выводы	87
Заключение	88
Список литературы	94

Введение

Актуальность темы исследования.

Микро- и наноструктурирование *двумерного электронного газа* приводит к многообразию эффектов, наблюдающихся в электронном транспорте. В их основе лежат различные квантовые, баллистические, интерференционные, спиновые, одноэлектронные и коллективные явления. Они наблюдаются в разных транспортных режимах, и многие из этих эффектов хорошо изучены [1].

В диссертации рассматривается структурирование двумерного электронного газа в форме *микросужения*. Роль, которую играет микросужение, существенно зависит от режима электронного транспорта. Диссертация посвящена явлениям, реализующимся в адиабатическом и баллистическом режимах. В квантующем магнитном поле в условиях *квантового эффекта Холла*, когда реализуется адиабатический режим, микросужение позволяет сблизить краевые токовые каналы на противоположных краях образца, что, как показано в диссертации, позволяет получить дополнительную ценную информацию о состоянии двумерного электронного газа в этом режиме. В отсутствие магнитного поля, когда реализуется баллистический режим, микросужение выступает в роли *квантового точечного контакта*. В этом режиме обнаруженные особенности квантового транспорта, о которых сообщается в диссертации, проявляют себя в случае, когда квантовые точечные контакты оказываются *подвешенными*, т.е. оторванными от подложки.

Актуальность исследования квантового электронного транспорта в микросужениях и подвешенных квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в адиабатическом и баллистическом режимах, обусловлена, в частности, необходимостью дополнения физической картины гистерезисных явлений, наблюдающихся в режиме квантового эффекта Холла и интересом к эффектам управления спиновой поляризацией тока электрическим полем в квантовых точечных контактах.

В адиабатическом режиме, когда реализуется квантовый эффект Холла, типичное поведение магнетосопротивления двумерного электронного газа выражается в появлении плато квантования холловского и в занулении продольного сопротивления вблизи целочисленных факторов заполнения. Однако такая картина не отражает некоторые существенные особенности, возникающие в этом режиме. В ряде экспериментальных работ по изучению намагниченности [2], переноса заряда [3], локального электростатического потенциала [4] вблизи целочисленных факторов заполнения были обнаружены гистерезисные явления при изменении магнитного поля, указывающие на неравновесное состояние двумерного электронного газа. В литературе до сих пор нет однозначной микроскопической картины этих явлений, хотя чаще всего такое поведение объясняется возникновением в двумерном электронном газе долгоживущих вихревых токов. Ввиду отсутствия магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла обычные магнетотранспортные измерения практически не дают полезной информации о состоянии двумерного электронного газа в этом режиме. Однако, как было показано в работе [5], если сблизить края двумерного электронного газа, создав в нем микросужение, гистерезисные явления можно наблюдать и в магнетосопротивлении. Это даёт возможность подробно исследовать гистерезис магнетосопротивления микросужения, получить ценную информацию о состоянии двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла и пролить свет на природу гистерезиса.

В баллистическом режиме возможность управления спином электрона электрическим полем (без использования ферромагнитных материалов и внешнего магнитного поля) выглядит привлекательной с точки зрения создания устройств для будущей спинtronики. Было показано, что спиновой поляризацией тока, протекающего через квантовые точечные контакты, можно управлять благодаря эффекту *латерального спин-орбитального взаимодействия*, обусловленному латеральным электрическим полем, которое может быть создано путём приложения асимметричного напряжения между боковыми затворами [6]. Этот эф-

фект проявляется в эксперименте в виде появления дополнительного спин-расщеплённого плато квантования кондактанса при значении $0,5 \times 2e^2/h$, где e — заряд электрона, h — постоянная Планка. Он устойчиво наблюдается в квантовых точечных контактах, изготовленных на основе гетероструктур InAs/InAlAs — материалов с большим g -фактором. Ранее сообщалось, что ключевую роль в наблюдении эффекта, помимо спин-орбитального взаимодействия, играет электрон-электронное взаимодействие: расчёты показали, что в отсутствие электрон-электронного взаимодействия, эффект не наблюдается [7], и, с другой стороны, если электрон-электронное взаимодействие достаточно сильное, этот эффект можно ожидать и в материалах с малым g -фактором, таких, как например GaAs. Учитывая, что длина спиновой когерентности в GaAs значительно выше, чем в InAs [8], перспектива управляемой спиновой поляризации за счёт механизма латерального спин-орбитального взаимодействия в GaAs выглядит более перспективной для практических приложений. Однако, в литературе нет явных экспериментальных свидетельств наблюдения эффекта латеральной электрической спиновой поляризации в квантовых точечных контактах на основе GaAs. В работах [9, 10] был предложен способ усилить электрон-электронное взаимодействие, заключающийся в подвешивании, т.е. отрыве от подложки, наноструктур с двумерным электронным газом. Авторы этих работ объясняют усиление электрон-электронного взаимодействия в подвешенных наноструктурах запиранием силовых линий электрического поля внутри подвешенной мембранны с высокой диэлектрической проницаемостью. В теоретической работе [11] было показано, что взаимодействие электронов с заряженными примесями в тонких слоях усиливается. В данной диссертации решается вопрос о возможности наблюдения эффекта латерального спин-орбитального взаимодействия в подвешенных квантовых точечных контактах с усиленным электрон-электронным взаимодействием, изготовленных на основе GaAs — материала со слабым внутренним спин-орбитальным взаимодействием, но большой длиной спиновой когерентности.

Цель диссертационной работы — выявление и исследование особенностей квантового электронного транспорта в микросужениях и подвешенных квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в адиабатическом и баллистическом режимах.

Основные задачи работы.

1. Выявление критических параметров, определяющих наличие и характеристики гистерезиса магнетосопротивления микросужений, помещённых в макроскопический бассейн двумерного электронного газа. Изучение зависимости ширины и амплитуды гистерезиса магнетосопротивления от литографической ширины микросужений.
2. Феноменологический анализ гистерезиса магнетосопротивления микросужений в режиме квантового эффекта Холла, включающий изучение временной релаксации и зависимости от предыстории развёртки магнитного поля.
3. Построение качественной физической модели, объясняющей гистерезис магнетосопротивления двумерного электронного газа сужением в режиме квантового эффекта Холла, согласующейся с экспериментальными результатами по измерению неравновесной намагниченности.
4. Выявление и исследование особенностей баллистического электронного транспорта в подвешенных квантовых точечных контактах, обусловленных их отрывом от подложки, путем прямого экспериментального сравнения результатов, полученных до и после подвешивания.
5. Изучение спиновой поляризации, проявляющейся в возникновении дополнительного плато квантования кондактанса при значении $0,5 \times 2e^2/h$, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием, возникающим при приложении асимметричного напряжения между боковыми затворами.

Научная новизна.

Научная новизна обусловлена тем, что в настоящей работе были впервые получены следующие результаты:

1. Установлено, что гистерезис характеризуется наличием равновесной «ан-гистерезисной» кривой и мультистабильными неравновесными состояниями и демонстрирует прыжки релаксации и «антикоэрцитивное» поведение.
2. Экспериментально продемонстрировано, что гистерезис магнетосопротивления наблюдается только в достаточно узких микросужениях. Определена критическая ширина микросужений.
3. Обнаружено сильное неравновесие между краевыми и объёмными состояниями, возникающее в двумерном электронном газе при разворотке магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла. Показано, что разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом значительно превышает расстояние между уровнями Ландау ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$). Продемонстрирована связь этого неравновесия с гистерезисом магнетосопротивления микросужений и гистерезисом неравновесной намагниченности двумерного электронного газа.
4. Экспериментально продемонстрирован эффект латеральной электрической спиновой поляризации в отсутствие магнитного поля в подвешенных квантовых точечных контактах на основе GaAs — материала со слабым внутренним спин-орбитальным взаимодействием.

5. Показано, что обнаруженный эффект обусловлен подвешиванием, т.к. не наблюдается в неподвешенных образцах на основе GaAs, что можно объяснить усилением электрон-электронного взаимодействия при отрыве квантовых точечных контактов от подложки с высокой диэлектрической проницаемостью.

Теоретическая и практическая значимость.

В работе подробно изучена роль микросужения в двумерном электронном газе на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs в адиабатическом и баллистическом режимах электронного транспорта. Полученные результаты вносят существенный вклад в понимание физических явлений, обуславливающих гистерезис магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла, что существенно дополняет общепринятую картину квантового эффекта Холла, а также спиновое расщепление в подвешенных квантовых точечных контактах, что

дополняет физическую картину квантования кондактанса баллистических микронтактов. Этим определяется теоретическая значимость.

Практическая значимость обусловлена обнаруженным сильным неравновесием между краевыми и объёмными состояниями в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла, которое следует учитывать в возможных практических приложениях. Кроме того, значимой с практической точки зрения является продемонстрированная возможность управления спиновой поляризацией электрическим полем, которая может лечь в основу инжекторов поляризованных по спину электронов и спинового полевого транзистора на основе GaAs — материала с относительно большой длиной спиновой когерентности.

Методология и методы исследования.

Предметом исследования являлись микросужения в двумерном электронном газе и подвешенные квантовые точечные контакты, изготовленные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs.

В качестве основных **методов исследования** использовались низкотемпературные измерения сопротивления микросужений, как функции магнитного поля, и кондактанса квантовых точечных контактов, как функции напряжений на боковых затворах и напряжения между истоком и стоком. Проводилось прямое экспериментальное сравнение результатов аналогичных измерений, полученных на тех же самых образцах до и после подвешивания.

Положения, выносимые на защиту.

1. Магнетосопротивление микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла характеризуется наличием равновесной кривой и гистерезисными мультистабильными неравновесными состояниями. Релаксация неравновесного магнетосопротивления имеет две фазы: быструю экспоненциальную начальную фазу с характерным временем, составляющим несколько секунд, и последующую медленную, для которой характерны скачки, наблюдающиеся одновременно в сопротивлениях двух удалённых микросужений, помещённых в один бассейн двумерного электронного газа.

2. Площадь петли гистерезиса магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла монотонно уменьшается до нуля с увеличением ширины микросужения. Наличие критической ширины микросужения, при которой гистерезис пропадает, указывает на краевую природу эффекта.

3. Гистерезис магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла связан с сильным неравновесием между краевыми и объёмными состояниями: разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu$ между краем и объёмом значительно превышает расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$).

4. В подвешенных, т.е. оторванных от подложки, квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, наблюдается эффект латерального спин-орбитального взаимодействия (спин-орбитального взаимодействия, индуцированного поперечным латеральным электрическим полем). Эффект проявляется в возникновении дополнительного к целочисленным полуцелого плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ (где e — заряд электрона, h — постоянная Планка), обусловленного спиновой поляризацией.

5. В квантовых точечных контактах на основе GaAs — материала с малым внутренним g -фактором — эффект латерального спин-орбитального взаимодействия наблюдается только после подвешивания и не наблюдается в неподвешенных структурах, что можно объяснить усилением электрон-электронного взаимодействия, обусловленным отрывом от подложки.

Достоверность. полученных результатов обеспечивается использованием стандартных методик измерений сопротивления и кондактанса, тщательным контролем параметров образцов на всех этапах технологического маршрута, контролем экспериментальных условий, воспроизводимостью полученных результатов и применением адекватных теоретических моделей для их описания, сравнением полученных результатов с результатами других авторов.

Апробация результатов. Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на конкурсах работ молодых учёных ИФП СО РАН, на конкурсе научных работ ИФП СО РАН, лабораторных и институтских семинарах, на заседаниях Ученого совета ИФП СО РАН, а также на следующих российских и международных конференциях: III International Conference «Spin physics, spin chemistry and spin technology» (Новосибирск, 2018), The 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (Монпелье, Франция, 2018), 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2018» (Санкт-Петербург, 2018), XIII Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017); Advances in Quantum Transport in Low Dimensional Systems (Лондон, Великобритания, 2017); XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 2016); The 3rd International Conference «Mesoscopic Structures: Fundamental and Applications — MSFA-2015» (Новосибирск, 2015); XI Российская конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013); Школа молодых учёных «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния (теория и эксперимент)» (Репино, 2013); 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies (Новосибирск, 2013); The 20th International Conference on «High Magnetic Fields in Semiconductor Physics — HMF-2012» (Шамони, Франция, 2012); Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс» (Новосибирск, 2011); The 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (Сеул, Южная Корея, 2010).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК, и 1 главе в монографии. Кроме этого материалы опубликованы в 9 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

Личный вклад автора. в защищаемую работу заключался в разработке дизайна и контроле изготовления экспериментальных образцов, подготовке

криомагнитной системы к работе, проведении низкотемпературных электрофизических измерений (включая их автоматизацию), обработке и интерпретации экспериментальных данных, написании научных статей, представлении результатов на научных семинарах и конференциях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 104 страницы, включая 36 рисунков. Библиография включает 100 наименований.

Список сокращений и условных обозначений

ДЭГ — двумерный электронный газ

МДП-структура — структура металл -диэлектрик - полупроводник

КТК — квантовый точечный контакт

КЭХ — квантовый эффект Холла

e — элементарный заряд (модуль заряда электрона)

h — постоянная Планка

G — контактанс

R — сопротивление

B — индукция магнитного поля

T — температура

Глава 1

Обзор литературы

Большое количество экспериментальных и теоретических работ на протяжении последних нескольких десятилетий посвящается исследованию электронного транспорта в электронных системах пониженной размерности — в *двумерном электронном газе* (ДЭГ) и наноструктурах на его основе. Интерес к таким исследованиям, носящим как прикладной, так и фундаментальный характер, обусловлен многообразием наблюдаваемых эффектов. Наиболее яркие эффекты, проявляющиеся в электронном транспорте, связаны с квантовыми поправками к проводимости и квантованием кондактанса. Среди них можно упомянуть квантование кондактанса баллистических микросужений, квантование холловского магнетосопротивления, квантовые поправки к проводимости, обусловленные интерференционными явлениями. Эти эффекты обусловлены совершенно разными физическими механизмами и реализуются в разных экспериментальных условиях и параметрах электронной системы, обуславливающих транспортный режим.

1.1. Двумерный электронный газ

Двумерный электронный газ (ДЭГ) представляет собой систему электронов, движение которых в одном из направлений ограничено потенциальной ямой и квантовано, а по двум другим — свободно, при этом электроны заполняют только самый нижний энергетический уровень. Если несколько уровней размерного квантования оказываются заполненными, то электронная система становится квазидвумерной.

1.1.1. Способы формирования

Существует несколько способов формирования ограничивающего потенциала для электронов. Рассмотрим два основных способа: с помощью электрического поля, создаваемого затвором в полевом транзисторе, и с помощью встроенного электрического поля в области гетероперехода между двумя полупроводниками с различным электронным сродством.

Первый способ возможен в структурах с затвором. В качестве примера можно привести МДП-структуре (металл - диэлектрик - полупроводник), состоящую из полупроводниковой пластины, слоя диэлектрика и металлического электрода. В таких структурах ограничивающий потенциал для электронов создаётся электрическим полем металлического затвора и энергетическим барьером, возникающим на гетерогранице полупроводник-диэлектрик из-за неравенства электронного сродства двух материалов. В результате приложения положительного напряжения на затвор индуцируется инверсный двумерный проводящий электронный слой. Пример МДП-структуры с инверсионным слоем приведён на рисунке 1.1. В роли подзатворного диэлектрика часто выступает слой окисла, который образуется на поверхности полупроводника, например слой оксида кремния SiO_2 на кремнии Si. В этом случае говорят о МОП-структурах (металл - оксид - полупроводник). Высокое качество двумерного электронного газа в кремниевых МОП-структурах обусловлено низкой плотностью поверхностных состояний на границе Si и SiO_2 . Подвижность электронов в таких структурах главным образом ограничивается рассеянием на примесях.

Второй способ возможен в полупроводниковых структурах, содержащих гетеропереход. В таких структурах (например, в гетеропереходах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$) ограничивающий потенциал для электронов создаётся электрическим полем заряженного слоя легирующих примесей и барьером на гетерогранице (рисунок 1.2). Наиболее распространённым методом изготовления гетероструктур с двумерным электронным газом является технология молекулярно-лучевой эпитак-

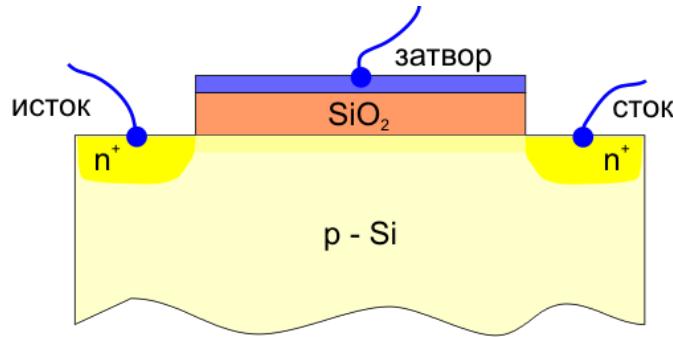


Рис. 1.1. Полевой кремниевый МОП транзистор. Двумерный электронный газ формируется в результате инверсии проводимости приповерхностного слоя при приложении положительного напряжения на затвор.

ции, позволяющая выращивать слои полупроводников, контролируя рост с точностью до одного атомного слоя. Слабое рассогласование постоянных решётки (составляющее сотые доли процентов для AlGaAs и GaAs) материалов позволяет создавать знаменитые бездефектные алфёровские гетероструктуры [12]. Помимо низкой концентрации дефектов, высокое качество двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaAs/GaAs обусловлено пространственным разделением проводящего электронного слоя и слоя легирующих примесей.

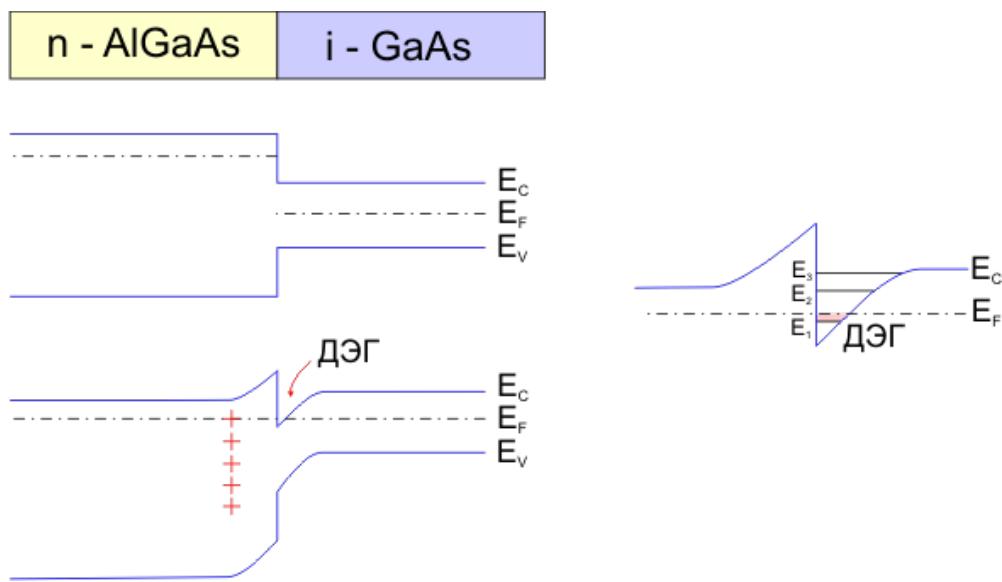


Рис. 1.2. Гетеропереход GaAs/AlGaAs и его зонная диаграмма до и после установления равновесия за счёт перераспределения заряда. Формирование двумерного электронного газа вблизи гетероперехода. E_1 , E_2 , E_3 — уровни размерного квантования в треугольной яме.

Для получения ДЭГ с высокой подвижностью выращиваются сложные ге-

тероструктуры, содержащие, например, сверхрешётку GaAs/AlGaAs, в которой формируются дополнительные слои с тяжёлыми электронами из X-долины. Эти электроны не участвуют в проводимости, но экранируют флюктуации случайногопотенциала ионизированной примеси Si [13].

Примерами других двумерных электронных систем могут служить электроны на поверхности жидкого гелия [14], где были сделаны первые эксперименты с двумерными электронами; поверхностные состояния в трёхмерном топологическом изоляторе [15]; а также электроны проводимости в двумерных материалах, например графене [16].

1.1.2. Энергетический спектр и плотность состояний

Направим ось z в направлении, вдоль которого движение электронов ограничено потенциальной ямой. Энергетический спектр электронов в яме будет непрерывным для движения вдоль квантовой ямы (вдоль плоскости xy) и дискретным для движения поперёк неё (вдоль оси z):

$$E = E_n + \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{p_y^2}{2m^*}. \quad (1.1)$$

где E_n — энергия n -ого уровня размерного квантования, m^* — эффективная масса электрона, p_x и p_y — компоненты квазимпульса электрона вдоль осей x и y .

Двумерную (поверхностную) плотность электронов можно определить, посчитав число элементарных ячеек фазового пространства, в двумерном случае имеющих объём $(2\pi\hbar)^2$, внутри двумерной сферы радиуса $p_F = \sqrt{2m^*E_F}$ в пространстве импульсов:

$$n_{2D} = 2 \frac{\pi p_F^2}{(2\pi\hbar)^2} = \frac{m^* E_F}{\pi\hbar^2}. \quad (1.2)$$

где E_F — энергия Ферми, отсчитываемая от дна уровня размерного квантования. Здесь учтена двойка, отвечающая спиновому вырождению. Тогда плот-

ность состояний по определению равна

$$v_{2D} = \frac{\partial n}{\partial E_F} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}. \quad (1.3)$$

и не зависит от энергии. Таким образом, зависимость плотности состояний от энергии для двумерной электронной системы представляет собой сумму ступеней высотой $m^*/\pi \hbar^2$ для каждого уровня размерного квантования (рисунок 1.3 (а)).

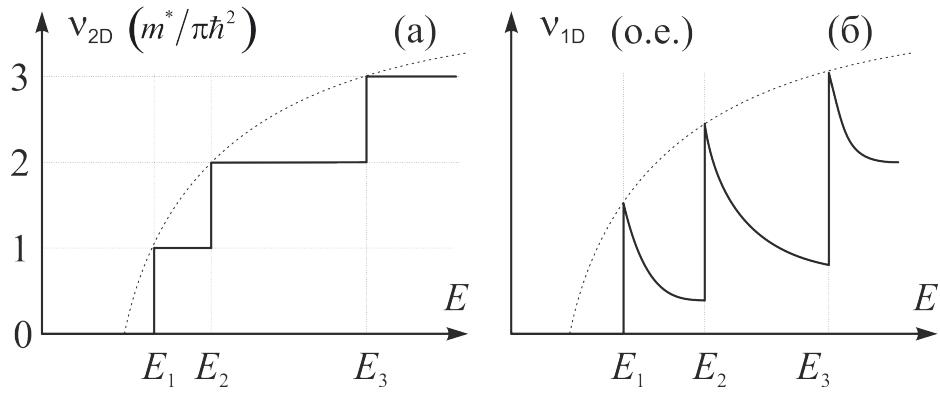


Рис. 1.3. Плотность состояний двумерной и одномерной электронной системы как функция энергии. E_1, E_2, E_3 — уровни размерного квантования. $m^*/\pi \hbar^2$ — плотность состояний одной подзоны размерного квантования.

Аналогично можно определить одномерную (линейную) плотность электронов в одномерной подзоне, посчитав число элементарных ячеек фазового пространства, в одномерном случае имеющих объём $2\pi\hbar$, внутри отрезка длиной $2p_F$:

$$n_{1D} = \frac{2p_F}{2\pi\hbar}. \quad (1.4)$$

Отсюда можно вычислить вырожденную по спину одномерную плотность состояний

$$v_{1D} = \frac{\partial n_{1D}}{\partial E_F} = \frac{2}{2\pi\hbar} \left(\frac{\partial E_F}{\partial p_F} \right)^{-1} = \frac{2}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2E_F}}. \quad (1.5)$$

Таким образом, плотность состояний на каждой одномерной подзоне обратно пропорциональна корню из энергии. Учитывая, что в этом выражении энергию E_F следует отсчитывать от дна подзоны, это выражение легко обобщить на случай нескольких одномерных подзон. В этом случае выражение для плотности

состояний будет иметь вид:

$$n_{1D} = \frac{2}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{m^*}{2}} \sum_i \frac{1}{\sqrt{(E_F - E_i)}}, \quad (1.6)$$

где i — номер подзоны. Плотность состояний как функция энергии схематически показана на рисунке 1.3 (б).

1.2. Квантовый точечный контакт

Квантовый точечный контакт (КТК) представляет собой короткое и узкое сужение в ДЭГ шириной W порядка длины волны Ферми $\lambda_F = 2\pi\hbar/p_F$ и длиной L много меньшей, чем длина свободного пробега электрона l [17]. Такое соотношение между величинами реализуется в микросужениях в ДЭГ, т.е. в сужениях субмикронной ширины. При типичных концентрациях электронов $n \sim 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и их подвижностях $\mu \sim 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ длина волны Ферми составляет $\lambda_F \sim 35 \text{ нм}$, а длина свободного пробега $l \sim 12 \text{ мкм}$.

Микросужение в ДЭГ, лежащее в основе КТК, можно создать двумя основными способами. Первый способ заключается в формировании латеральной формы микросужения с помощью литографии. В этом случае в приповерхностных слоях гетероструктуры, содержащих ДЭГ, вытравливаются узкие траншеи, отделяющие микросужение от латеральных областей затворов, служащих, как правило, боковыми затворами (рисунок 1.4 (а)). Второй способ связан с использованием расщеплённого металлического затвора. Расщеплённый затвор представляет собой напылённую на поверхность гетероструктуры с ДЭГ узкую полоску металла, содержащую узкий субмикронный разрыв. При приложении к затвору отрицательного напряжения происходит обеднение ДЭГ под затвором, в результате чего формируется узкое микросужение, соединяющее два макроскопических бассейна ДЭГ, и которое играет роль КТК (рисунок 1.4 (б)).

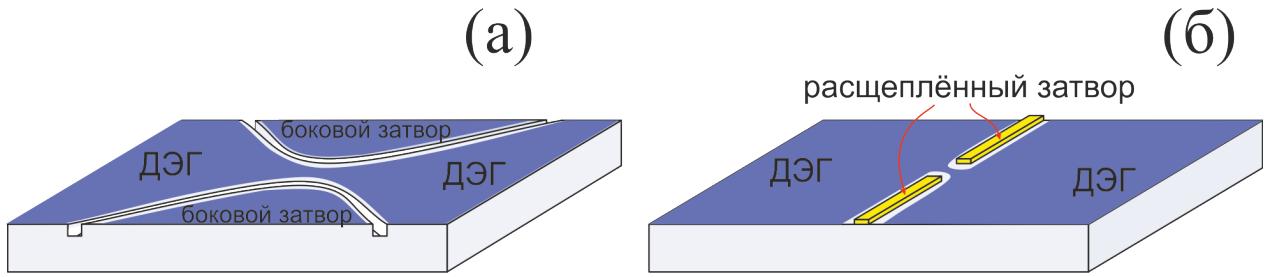


Рис. 1.4. Способы формирования КТК: (а) литографический, (б) методом расщеплённого затвора. Области поверхности, под которыми находится необеднённый ДЭГ, показаны синим цветом.

1.2.1. Баллистический транспорт. Квантование кондактанса

Электронный транспорт в полупроводниковых наноструктурах как правило характеризуется сопротивлением R (отношением напряжения V , возникающего при пропускании тока I) или кондактансом G (отношением тока I , возникающего при приложении напряжения V), и их зависимостью от различных параметров изучаемой наноструктуры и характеристик внешних условий. В качестве примеров параметров структуры можно привести её размеры, концентрацию и подвижность электронов. К характеристикам внешних условий, влияющих на электронный транспорт, можно отнести, например, температуру T , магнитное поле B , прикладываемые затворные напряжения V_G и т.д.

Баллистический режим электронного транспорта реализуется в полупроводниковых микро- и наноструктурах с ДЭГ с латеральными размерами, малыми по сравнению с длиной свободного пробега. В этом случае электроны рассеиваются на краях структуры чаще, чем на примесях. Простым и, в тоже время, ярким примером баллистического электронного транспорта является транспорт электронов через КТК. Замечательной особенностью этого транспорта является целочисленное квантование кондактанса в единицах $2e^2/h$ (e — заряд электрона, h — постоянная Планка) — относительно давно известное и к настоящему времени хорошо изученное явление [18, 19]. Его упрощенное объяснение может быть получено в рамках одночастичной модели безотражательного одномерного электронного волновода [1]. В такой модели кондактанс

определяется числом заполненных одномерных уровней размерного квантования, каждый из которых даёт вклад $G_0 = 2e^2/h$ в контактанс, а множитель 2 в этом выражении связан со спиновым вырождением.

Независимость вклада каждой одномерной подзоны в контактанс от энергии легко показать. Ток в каждой одномерной подзоне равен произведению заряда, линейной плотности электронов и их скорости:

$$I = en_{1D}u = e \int_{E_F - \Delta\mu/2}^{E_F + \Delta\mu/2} \mathbf{v}_{1D}(\varepsilon) \cdot \mathbf{u}(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \quad (1.7)$$

Из уравнения (1.6) следует, что одномерная плотность состояний $\mathbf{v}_{1D}(\varepsilon) = \frac{2}{h} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)^{-1}$, а из уравнений $\varepsilon = p^2/2m^*$ и $u = p/m^*$ следует, что скорость $u = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)$. Подставив эти соотношения в выражение (1.7) и сократив взаимно обратные множители $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)^{-1}$ и $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right)$, получим:

$$I = 2 \frac{e}{h} \int_{E_F - \Delta\mu/2}^{E_F + \Delta\mu/2} d\varepsilon. \quad (1.8)$$

Разделив полученное выражение для тока на напряжение

$$V = \frac{1}{e} \int_{E_F - \Delta\mu/2}^{E_F + \Delta\mu/2} d\varepsilon, \quad (1.9)$$

получим вышеупомянутый квант контактанса $G_0 = 2e^2/h$.

Эти рассуждения легко обобщить на случай квазиодномерного проводника, в котором заполнено N одномерных подзон (рисунок 1.5). Кондактанс составит:

$$G = 2e^2/h \times N. \quad (1.10)$$

Изменяя напряжение на затворах, можно управлять эффективной шириной КТК, а следовательно числом заполненных подзон. Кондактанс КТК как функция затворного напряжения имеет ступенчатый вид с высотой ступеней $G_0 = 2e^2/h$. Переходам между плато соответствует ситуация, когда уровень

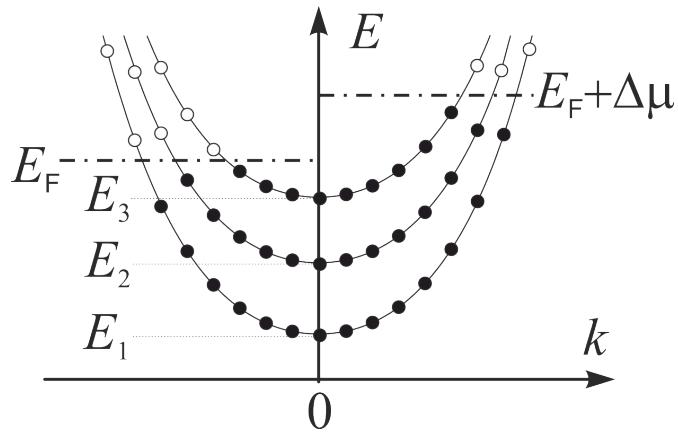


Рис. 1.5. Закон дисперсии в микросужении. E_1, E_2, E_3 — уровни размерного квантования. Состояния с $k < 0$ заполнены электронами, движущимися влево, до энергии E_F , а состояния с $k > 0$ заполнены электронами, движущимися вправо, до энергии $E_F + \Delta\mu$.

Ферми оказывается вблизи дна одной из подзон размерного квантования, а не в середине подзоны.

Отклонения кондактанса от целочисленных значений может быть обусловлено различного рода рассеяниями, как, например, отражением в канале КТК (обратным рассеянием, например, из-за наличия примеси) или межподзонным рассеянием (рассеянием между модами). Как правило, подобные рассеяния препятствуют наблюдению целочисленного квантования кондактанса КТК. Однако, среди наблюдаемых особенностей кондактанса, существуют такие, которые наблюдаются дополнительно к целочисленному квантованию.

Значительный интерес к электронному транспорту в КТК вызван наличием дополнительных к целочисленным плато квантования, не кратных $2e^2/h$. Среди них можно упомянуть полуцелые плато квантования 1,5; 2,5; 3,5 и т.д. (в единицах $2e^2/h$), и аномальные плато 0,25; 0,5 и 0,7 (в единицах $2e^2/h$). Физические причины появления нецелых плато различны. Природа появления некоторых из них, например, плато 1,5; 2,5; 3,5 и т.д. ($\times 2e^2/h$), в настоящее время общепринята и не вызывает сомнения. Целостная и непротиворечивая физическая картина других аномальных плато: $0,25 \times 2e^2/h$ [20–23] и $0,7 \times 2e^2/h$ [24–30] — до сих пор не построена.

Полуцелые плато квантования 1,5; 2,5; 3,5 и т.д. ($\times 2e^2/h$) наблюдаются в

измерениях кондактанса на малом переменном напряжении в так называемом нелинейном режиме, т.е. при приложении постоянного смещения V_{SD} между истоком и стоком. Когда разность электрохимических потенциалов между истоком и стоком достигает разности энергий между двумя подзонами размерного квантования ($eV_{SD} = \Delta E$) (рисунок 1.6), малая переменная добавка к напряжению \tilde{V} к постоянному напряжению V_{SD} приводит к тому, переменная добавка к току в одну сторону равна $I_S = 2\frac{e^2}{h}(N - 1)\tilde{V}/2$, а в другую — $I_D = -2\frac{e^2}{h}N\tilde{V}/2$, а измеряемый кондактанс равен $G = (I_S - I_D)/\tilde{V} = 2\frac{e^2}{h} \times (N - \frac{1}{2})$.

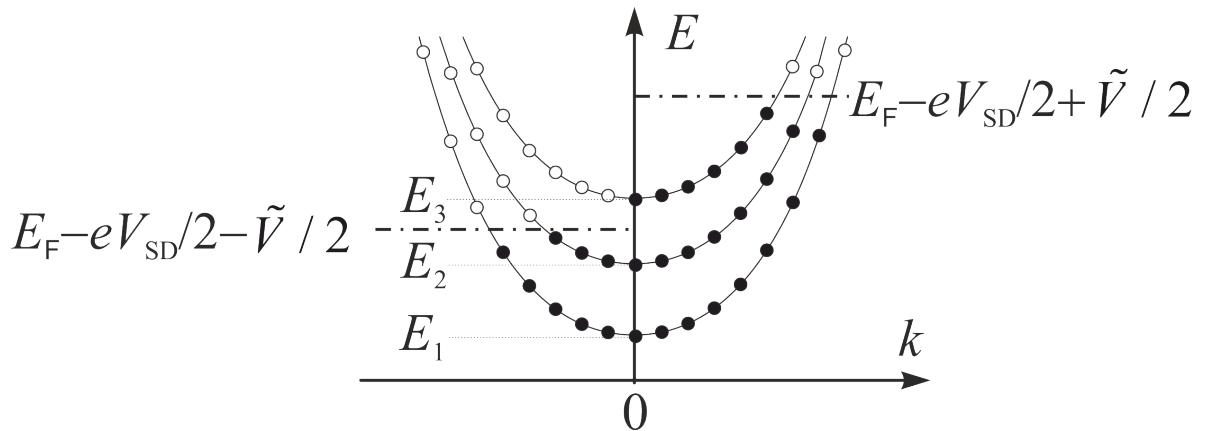


Рис. 1.6. Заполнение электронных состояний при наличии смещения V_{SD} между истоком и стоком.

В рамках описанной модели, при фиксированном напряжении исток-сток V_{SD} при уменьшении числа заполненных подзон следует ожидать появление плато $0,5 \times 2e^2/h$, которое, однако в эксперименте обычно не наблюдается. Вместо него наблюдается плато $0,25 \times 2e^2/h$. В литературе, «0,25-аномалию» кондактанса связывают со спиновым расщеплением нижней подзоны и протеканием тока только в одном из направлений [20–23]. Механизм спинового расщепления остаётся неясным, как и отсутствие в эксперименте других плато квантования кондактанса, кратных $0,25 \times 2e^2/h$ ($0,5; 0,75; 1; 1,25$ и т.д. в единицах $2e^2/h$) в нелинейном режиме.

1.2.2. Спин-орбитальное взаимодействие. Спиновая поляризация латеральным электрическим полем

Вырождение по спину может быть снято, например, магнитным полем. Член в гамильтониане электрона в магнитном поле, связанный со спином, имеет вид:

$$\Delta \hat{H} = g\mu_B \sigma \mathbf{B}, \quad (1.11)$$

где g — g -фактор, $\mu_B = \frac{\hbar}{2mc}$ — магнетон Бора, c — скорость света, σ — спин, \mathbf{B} — магнитное поле.

Однако, расщепление по спину может возникнуть и в отсутствие приложенного внешнего магнитного поля, в эффективном магнитном поле, возникающем за счёт *спин-орбитального взаимодействия*. Спин-орбитальное взаимодействие характерно как для объёмных материалов типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, в которых отсутствует центр инверсии — эффект Дрессельхауза [31], так и для квантовых ям на их основе, в которых асимметрия гетероструктуры в направлении роста приводит к наличию встроенного электрического поля — эффект Рашбы [32].

Значительный интерес к исследованию электронного транспорта в КТК в настоящее время вызван возможностью их использования для электрического управления спиновой поляризацией, не требующих приложения внешнего магнитного поля [33]. Возможность электрической манипуляции спином электрона открывает широкие перспективы для приложений будущей полупроводниковой спинtronики [34], включая создание инжекторов и детекторов спина [35], а также полупроводникового полевого спинового транзистора [33].

Изучению эффектов влияния спин-орбитального взаимодействия на спиновую поляризацию тока посвящено огромное количество теоретических и экспериментальных работ [36–51].

Среди управляемых механизмов спин-орбитального взаимодействия стоит отдельно выделить механизм *латерального спин-орбитального взаимодействия* [6, 52]. Этот механизм, напоминающий эффект Рашбы, возникает при приложе-

нии электрического поля к каналу КТК. Ранее было экспериментально продемонстрировано управление спиновой поляризацией путём приложения к каналу КТК латерального электрического поля [6, 52, 53]. Приложение электрического поля приводит к возникновению эффективного магнитного поля в системе отчёта, связанной с движущимся электроном. Экспериментальным свидетельством спиновой поляризации является появление плато квантования, наблюдющееся в эксперименте при значении $0,5 \times 2e^2/h$ в нулевом магнитном поле в линейном по напряжению исток-сток режиме. В работах [6, 33, 52, 53, 59] используется латеральное электрическое поле, направленное перпендикулярно каналу КТК. Необходимым условием разделения по энергии электронов с различной проекцией спина является асимметрия ограничивающего потенциала, которая может быть достигнута при приложении разности потенциалов между двумя боковыми затворами КТК. В работах [6, 52, 53, 59] подчеркивается, что КТК с металлическим расщепленным затвором является в этом смысле далеко не идеальным устройством, поскольку приложение разности потенциалов к боковым затворам в таком случае практически не вызывает асимметрии потенциала, а лишь сдвигает потенциальную яму в поперечном направлении. В качестве альтернативы предлагается использовать КТК с боковыми затворами, отделенными от сужения вытравленными траншеями. В работах [6, 53, 59] подчеркивается, что для возникновения общей спиновой поляризации необходимо выполнение условий: (1) присутствие спин-орбитального взаимодействия; (2) латеральное электрическое поле в канале; (3) асимметрия ограничивающего потенциала; (4) сильное электрон-электронное взаимодействие.

С точки зрения величины спин-орбитального взаимодействия, как может показаться, оптимальным является использование гетероструктур InGaAs/InAlAs с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Действительно, большинство экспериментальных наблюдений спиновой поляризации, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием, было сделано в КТК на основе InAs [6, 54, 55]. Этому материалу характерно сильное спин-орбитальное взаимо-

действие. Однако для наблюдения, спин-расщеплённого плато $0,5 \times 2e^2/h$, важным является не столько наличие спин-орбитального взаимодействия, сколько сильное электрон-электронное (e - e) взаимодействие [7]. Значит, эффект можно наблюдать и в КТК на основе GaAs. Учитывая, что длина спиновой когерентности в GaAs значительно выше, чем в InAs [8], для практических приложений более интересной представляется перспектива управляемой спиновой поляризации за счёт механизма латерального спин-орбитального взаимодействия в GaAs. В работе [59] сообщается о наблюдении полуцелой аномалии кондактанса в GaAs КТК за счёт латерального спин-орбитального взаимодействия, однако рассеяние на шероховатостях поверхности на краях канала [61] не позволило авторам наблюдать обычное целочисленное квантование кондактанса. Отсутствие целочисленных плато не позволяет сделать убедительный вывод о том, что обсуждаемое полуцелое плато действительно имеет спиновую природу.

Следует отметить, что в литературе также встречаются работы, в которых сообщается о наблюдении $0,5 \times 2e^2/h$ плато в GaAs КТК, не связанных с механизмом латерального спин-орбитального взаимодействия. 0,5-аномалию в нулевом магнитном поле наблюдали в симметричных GaAs КТК, имеющих довольно большую длину ($l = 2$ мкм) [62], а также в симметричных КТК, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двойной квантовой ямой [24]. Кроме этого, сообщалось о наблюдении «0,5-аномалии» кондактанса в GaAs 1D квантовых проволоках, однако наиболее выраженное плато наблюдалось, когда потенциал в канале настраивался симметрично методом низкотемпературной зондовой микроскопии [63]. Также «0,5-аномалия» кондактанса наблюдалась в нулевом магнитном поле в GaAs КТК с асимметричной геометрией расщеплённых затворов [64]. Авторы всех вышеперечисленных работ не связывают появление плато $0,5 \times 2e^2/h$ с латеральным электрическим полем. Таким образом, в литературе нет явных экспериментальных свидетельств наблюдения эффекта латеральной электрической спиновой поляризации в GaAs.

1.2.3. Подвешенные квантовые точечные контакты

В предыдущих работах нами было показано, что подвешивание наноструктур с ДЭГ приводит к усилению e - e взаимодействия [9, 10, 65]. Подвешенные КТК изучались ранее. Чувствительность кондактанса КТК к механическим деформациям использовалась для детектирования механических колебаний резонаторов [66, 67, 70]. В работе [68] было впервые продемонстрировано целочисленное квантование в подвешенном КТК, а также было обнаружено, что подвешивание приводит к увеличению щели между подзонами размерного квантования. Ранее было показано, что подвешивание КТК приводит к появлению дополнительного аномального $0,7 \times 2e^2/h$ плато квантования кондактанса, что, вероятно, также объясняется усилением e - e взаимодействия после подвешивания [69].

Таким образом, на сегодня существуют работы, демонстрирующие перспективность подвешенных квантовых точечных контактов как чувствительных детекторов механических колебаний наноразмерных резонаторов. Однако, особенности баллистического транспорта, отличающие подвешенные квантовые точечные контакты от их неподвешенных аналогов, остаются на настоящее время слабо изученными. Вопрос об использовании эффекта усиления e - e взаимодействия путём подвешивания КТК для наблюдения эффекта латерального спин-орбитального взаимодействия до сих пор не изучался.

1.3. Квантовый эффект Холла.

Квантовый эффект Холла (КЭХ) реализуется в высокоподвижном ДЭГ при низких температурах в сильных *квантующих магнитных полях* и в эксперименте проявляется в том, что на графике зависимости *холловского сопротивления* R_{xy} ДЭГ (отношения возникающего поперечного напряжения к протекающему продольному току) от величины магнитного поля наблюдаются участки с неизменным холловским сопротивлением — *плато*. Сопротивление на плато

равно $R_{xy} = h/\nu e^2$, где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, ν — натуральное число, называемое *фактором заполнения* уровней Ландау. При этом продольное сопротивление R_{xx} (отношение возникающего продольного напряжения к протекающему продольному току) зануляется. Этот эффект был открыт в 1980 году К. фон Клитцингом, Г. Дордой и М. Пеппером [72], за что К. фон Клитцингу в 1985 году была присуждена Нобелевская премия по физике.

1.3.1. Энергетический спектр электронов в магнитном поле. Уровни Ландау

Если поместить двумерный электронный газ в однородное магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, перпендикулярное плоскости ДЭГ (вдоль оси z), тогда уравнение Шрёдингера запишется в виде:

$$\frac{1}{2m^*} \left[\hat{\mathbf{p}} - e\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}) \right]^2 \Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}). \quad (1.12)$$

Соответствующий этому магнитному полю векторный потенциал можно выбрать в виде $\mathbf{A} = (0, B \cdot x, 0)$. Подставив \mathbf{A} в уравнение 1.12, а также учитывая, что оператор импульса в двумерном случае $\hat{\mathbf{p}} = i\hbar\nabla = -\hbar \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$ получим:

$$\left[\frac{1}{2m^*} \left(i\hbar \frac{\partial}{\partial x} - eBx \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \Psi(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r}). \quad (1.13)$$

При таком выборе векторного потенциала наличие магнитного поля приводит к появлению эффективного ограничивающего потенциала $U(x)$, тогда как движение вдоль оси y — свободно. Получившееся уравнение можно решить, разделив переменные. Для этого представим волновую функцию $\Psi(\mathbf{r})$ в виде бегущих вдоль оси y волн $\Psi(x) e^{ip_y y}$. Подставив эту функцию в уравнение 1.13, найдём:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{m^* \omega_c^2}{2} (x - x_0)^2 \right] \Psi(x) = E\Psi(x). \quad (1.14)$$

Здесь введены обозначения: $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ — циклотронная частота, $x_0 = \frac{p_y}{eB}$ — координата центра классической орбиты электрона в магнитном поле. Таким образом, задача сводится к хорошо известной задаче о квантовом осцилляторе, решение которого даёт эквидистантные уровни энергии (рисунок 1.7), так называемые *уровни Ландау*, определяемые формулой:

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n - \frac{1}{2} \right), n = 1, 2, 3\dots \quad (1.15)$$

Каждое состояние на уровне Ландау может быть занято двумя электронами: с противоположными проекциями спина на направление магнитного поля. Благодаря эффекту Зеемана, уровни Ландау оказываются расщеплены по спину и выражение для уровней энергии можно переписать в виде:

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n - \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2}g\mu_B B, n = 1, 2, 3\dots \quad (1.16)$$

где g — g -фактор, $\mu_B = \frac{\hbar}{2mc}$ — магнетон Бора.

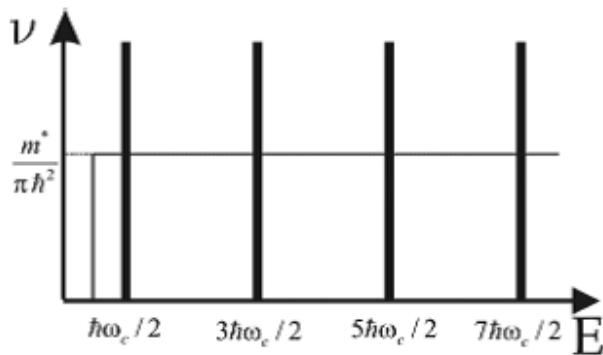


Рис. 1.7. Плотность состояний в ДЭГ в квантующем магнитном поле. Жирными линиями показаны δ -образные пики плотности состояний вблизи уровней Ландау, тонкой линией показана плотность состояний в ДЭГ без магнитного поля.

Определим кратность вырождения каждого уровня Ландау. Предположим для простоты, что ДЭГ занимает прямоугольную область размером $L_x \times L_y$. Спектр принимаемых значений p_y квазинепрерывен с шагом $2\pi\hbar/L_y$. Потребуем, чтобы центр классической орбиты всех электронов лежал внутри области, занимаемой ДЭГ, т.е.:

$$0 < x_0 < L_x. \quad (1.17)$$

Тогда на длине L_x помещается состояний:

$$N_L = 2 \frac{L_x}{\Delta x_0} = 2 \frac{L_x}{(c\Delta p_y/eB)} = 2 \frac{eBL_xL_y}{2\pi\hbar c} = 2 \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (1.18)$$

где $\Phi = BL_xL_y$ — поток магнитного поля через ДЭГ, $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/e = hc/e$ — квант магнитного потока.

Таким образом, кратность вырождения каждого уровня Ландау определяется числом квантов магнитного потока, пронизывающих ДЭГ. Другими словами, на каждый квант магнитного потока приходится два (с учётом спина) состояния на уровне Ландау. Можно заметить, что $N_L = 2 \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2 \frac{m^*}{\pi\hbar} \cdot \hbar\omega_c \cdot S$, то есть равно произведению двумерной плотности состояний без магнитного поля 1.3 на расстояние между уровнями Ландау и на площадь, занимаемую ДЭГ. Другими словами, число состояний на уровне Ландау равно числу электронов с энергией в интервале $\hbar\omega_c$ в ДЭГ в отсутствие магнитного поля.

Фактором заполнения ν называется число заполненных уровней Ландау:

$$\nu = \frac{N}{N_L}. \quad (1.19)$$

где N — полное число электронов в системе, N_L — кратность вырождения уровня Ландау. Фактор заполнения может быть как целым, так и дробным.

В реальном ДЭГ у энергии электронов имеется неопределённость, приводящая к эффективному уширению уровней Ландау. Во-первых, уровни Ландау уширены из-за ненулевой температуры на характерную энергию $k_B T$, где k_B — постоянная Больцмана. Во-вторых, неопределённость в энергии электронов связана с конечным временем рассеяния, которое можно оценить из соотношения неопределённостей, как \hbar/τ , (так называемая температура Дингла $\times k_B$), где τ — время релаксации импульса. Согласно теории Друде время τ характеризует подвижность носителей в ДЭГ $\mu = e\tau/m^*$ и его проводимость $\sigma = e^2 n_{2D} \tau / m^*$ в

нулевом магнитном поле. Для ДЭГ с типичными подвижностями $\mu \sim 10^2 \text{ м}^2/\text{Вс}$ температура Дингла составляет 0,2 К (или 0,17 мЭв), тогда как расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c/k_B$ в температурных единицах в типичном для экспериментов по КЭХ магнитном поле $B = 10$ Тл составляет 200 К (или 17 мЭв). Таким образом, при низких температурах $T \leq 4,2K$ уширение уровней Ландау мало по сравнению с расстоянием между уровнями.

Реальный образец с ДЭГ имеет границу, определяемую его литографическим краем (или краем подзатворной области). Электроны находятся в потенциале $\frac{m^*\omega_c^2}{2}(x - x_0)^2 + U(x)$. Первое слагаемое в этом выражении представляет собой магнитную энергию, а $U(x)$ — ограничивающий потенциал. Уравнение Шрёдингера принимает вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{m^*\omega_c^2}{2}(x - x_0)^2 + U(x) \right] \psi(x) = E\psi(x). \quad (1.20)$$

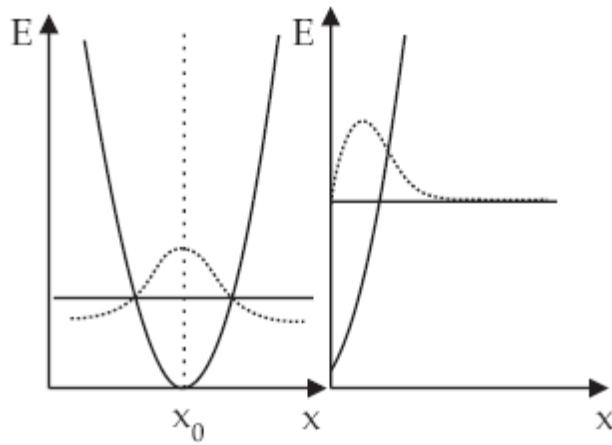


Рис. 1.8. Вблизи краёв энергетические уровни электронов «выталкиваются» вверх по энергии.

Следует учитывать, что $U(x)$ — самосогласованный потенциал, и решение данного уравнения является сложной задачей. Из рисунка 1.8 становится очевидно, что уровни Ландау должны изгибаться к краям. Это приводит к тому, что вблизи края формируется область обеднения, то есть концентрация электронов вблизи края спадает от значения в объёме до нуля. Наличие неоднородностей в образце (например неоднородности распределения легирующей

примеси) обуславливает возникновение так называемого *случайного потенциала*, в результате чего уровни Ландау искривляются повторяя ход случайного потенциала. На рисунке 1.9 показан примерный вид уровней Ландау с учётом обеднения края и случайного потенциала.

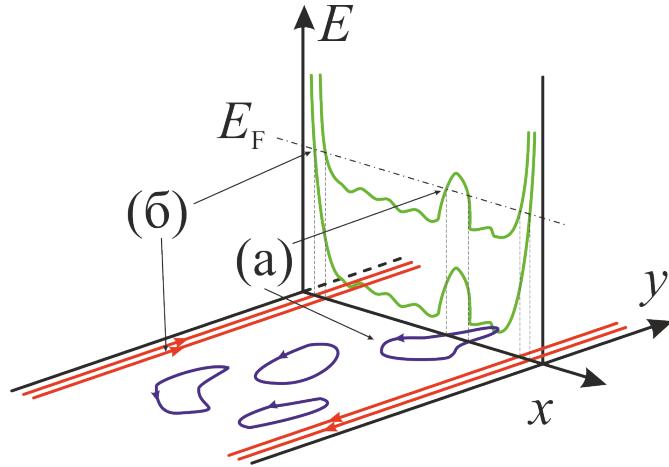


Рис. 1.9. Примерный вид уровней Ландау с учётом обеднения края и случайного потенциала. Локализованные состояния (а) не проводят ток. Электронный транспорт происходит по делокализованным краевым токовым каналам (б).

1.3.2. Адиабатический транспорт. Модель краевых состояний

В квантующем магнитном поле реализуется *адиабатический режим* электронного транспорта, для которого характерен перенос заряда по *краевым токовым каналам*. Квантующими являются магнитные поля, для которых выполняется следующее условие:

$$\omega_c \tau \gg 1, \quad (1.21)$$

где $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ — циклотронная частота, τ — время релаксации по импульсу. В классическом представлении это условие означает, что электрон успевает совершить достаточно много оборотов в магнитном поле прежде, чем рассеется. В квантовом представлении это условие означает, что расстояние между уровнями Ландау $\frac{\hbar eB}{m^*}$ много больше нетеплового уширения, связанного с температурой Дингла ($\times k_B$) $\frac{\hbar e}{\mu m^*}$.

Подставив ω_c в условие 1.21, и учитывая, что в классической теории проводимости Друде подвижность электронов $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ это условие можно переписать в эквивалентном виде:

$$\mu B \gg 1. \quad (1.22)$$

Для ДЭГ с типичными подвижностями $\mu \sim 10^2 \text{ м}^2/\text{Вс}$, квантующими являются магнитные поля $B \gg 0,01 \text{ Тл}$. Такие поля на два порядка больше по величине, например, магнитного поля Земли, но всё же являются маленькими в сравнении с типичными полями, которые создаются в экспериментальных установках — до 30 Тл. Поэтому почти все эксперименты с ДЭГ в магнитном поле можно отнести к экспериментам в квантующем магнитном поле.

Формирование краевых токовых каналов можно проиллюстрировать, используя классическую картину врачающегося в магнитном поле электрона. Если электрон находится вблизи края, то вращаясь, он периодически испытывает упругие соударения, и начинает дрейфовать вдоль края (рисунок 1.10).

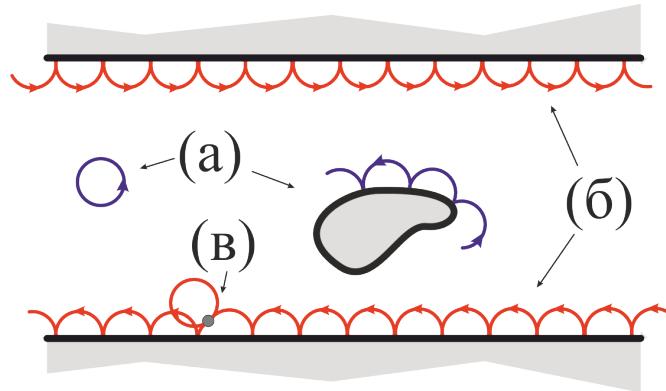


Рис. 1.10. Формирование локализованных и делокализованных состояний на примере врачающегося в магнитном поле электрона в классическом представлении. Локализованные состояния (а) не проводят ток. Электронный транспорт происходит по делокализованным краевым токовым каналам (б). Схематично показан акт рассеяния на локализованной примеси (в). Квантующее магнитное поле подавляет рассеяние назад.

Наличие градиентов случайного потенциала в образце $U(x)$ эквивалентно наличию встроенных электрических полей в плоскости ДЭГ. Как известно, в

скрещенных электрическом **E** и магнитном **B** полях заряд дрейфует со скоростью $\frac{[E \times B]}{B^2}$ вдоль линии постоянной энергии — эквилюстрировано на рисунке 1.10. На краях образца, где уровни Ландау изгибаются, возникают существенные градиенты потенциала, формирующие краевое обедняющее электрическое поле. В скрещенных квантующем магнитном поле и обедняющем электрическом поле на краю, возникает дрейф электронов, приводящий к формированию краевых токовых каналов.

Адиабатический краевой транспорт оказывается устойчивым к упругим рассеяниям. Это проиллюстрировано на рисунке 1.10.

Как известно, в вырожденном случае, т.е. когда уровень Ферми лежит в разрешённой зоне, решающий вклад в проводимость вносят состояния с энергией вблизи уровня Ферми. При факторе заполнения, близком к целочисленному, уровень Ферми располагается между уровнями Ландау. Вдали от краёв ДЭГ формируются только локализованные состояния, не участвующие в проводимости, а вблизи краёв — делокализованные краевые токовые состояния (рисунок 1.9). Ток на противоположных берегах ДЭГ имеет противоположное направление. Ток, переносимый каждым краевым состоянием, равен $e^2/h \cdot \mu$, где μ — электрохимический потенциал краевого состояния. Число краевых токовых состояний — целое и определяется фактором заполнения ν . Когда локализованные и делокализованные состояния на уровне Ферми пространственно разделены и обратное рассеяние подавлено, реализуется режим КЭХ. При этом, электрохимический потенциал электронов передаётся вдоль всего края. Протекающий между токовыми контактами через холловский мостик (рисунок 1.11) ток равен $I = \frac{e^2}{h} (\mu_2 - \mu_1) \nu$, где μ_1, μ_2 — электрохимические потенциалы краевых токовых состояний на противоположных берегах ДЭГ. Напряжение, которое возникает между потенциометрическими контактами на противоположных берегах — холловское напряжение — равно $V_H = (\mu_2 - \mu_1)$. Холловским сопротивлением R_H называют величину, равную отношению холловского напряжения к протекающему току. В режиме КЭХ, холловское сопротивление равно $R_H = \frac{V_H}{I} = \frac{h}{e^2 \nu}$.

и не зависит ни от чего, кроме мировых констант. Картина КЭХ, основанная на транспорте электронов по одномерным краевым токовым состояниям, частично приведённая здесь, была предложена Б. Гальпериным [73] и подробно описана в работе М. Бюттикера [74].

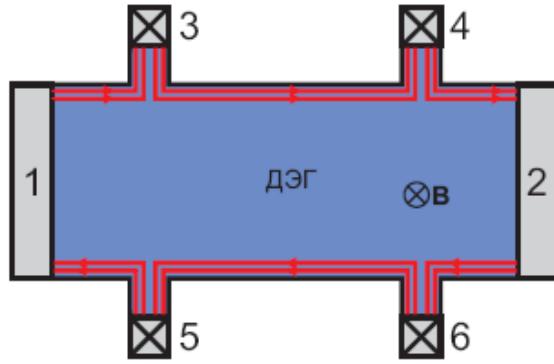


Рис. 1.11. Типичная геометрия образца, используемого для измерения КЭХ — холловский мостик — двумерный электронный газ с шестью контактами. 1, 2 контакты — токовые, 3, 4, 5, 6 — потенциометрические. Стрелками показано направление тока в краевых токовых состояниях.

Следует отметить, что в режиме КЭХ продольное напряжение V_L , которое измеряется между двумя потенциометрическими контактами, расположенными вдоль одного края холловского мостика, равно нулю. Продольное сопротивление R_L , равное отношению продольного напряжения к протекающему току, также зануляется.

Наличие краевого тока в отсутствие продольного электрического поля, при наличии поперечного, холловского поля, свидетельствует о нулевых диагональных компонентах тензора проводимости: $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0$ и ненулевых недиагональных $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} \neq 0$ в режиме КЭХ.

1.3.3. Модель сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости

Следует отметить, что в работе М. Бюттикера [74] обсуждалась простая одноэлектронная модель, в которой не рассматривалось подробное строение краевых и объёмных состояний с учётом электростатики. Впервые самосогласован-

ная электростатическая задача в режиме КЭХ была решена в работе Д. Б. Чкловского, Б. В. Шкловского и Л. И. Глазмана [75]. Как было показано в их работе, в этих условиях, образуются чередующиеся полосы сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости. Профиль концентрации в одноэлектронной картине (рисунок 1.12 (в)) имеет ступенчатый вид, тогда как в нулевом магнитном поле профиль концентрации имеет плавную форму. Авторы работы [75] исходили из того, что магнитное поле не может вызвать такое значительное перераспределение заряда: наличие ступенчатого профиля концентрации привело бы к колossalному проигрышу в электростатической энергии. Было сделано предположение, что вместо этого, электроны перераспределяются лишь в узкой области вблизи пересечения уровней Ландау и уровня Ферми, образуя полосу сжимаемой жидкости. Таким образом, в режиме КЭХ профиль концентрации электронов остаётся такой же, как и в нулевом магнитном поле, за исключением узких полос, занимаемых сжимаемой электронной жидкостью (рисунок 1.12 (е)). Вблизи целочисленных факторов заполнения, когда уровень Ферми лежит между уровнями Ландау, объёмные состояния ДЭГ заполнены несжимаемой электронной жидкостью, которая выступает в роли изолятора, разделяющего проводящие полосы сжимаемой жидкости на краях и препятствующего рассеянию между ними (обратному рассеянию).

1.3.4. Гистерезисные явления в режиме квантового эффекта Холла

Несмотря на подробное экспериментальное и теоретическое изучение ДЭГ в режиме КЭХ в течение длительного времени, существует ряд интригующих явлений, которые наблюдаются в этом режиме и до настоящего времени не нашли полного объяснения. Среди них можно выделить неравновесные гистерезисные явления, наблюдающиеся в обычном ДЭГ на основе немагнитных материалов, в частности в кремниевых МОП-транзисторах и в гетеропереходах AlGaAs/GaAs при целочисленных факторах заполнения. Ранее сообщалось о наблюдении гистерезиса по магнитному полю и затворному напряжению

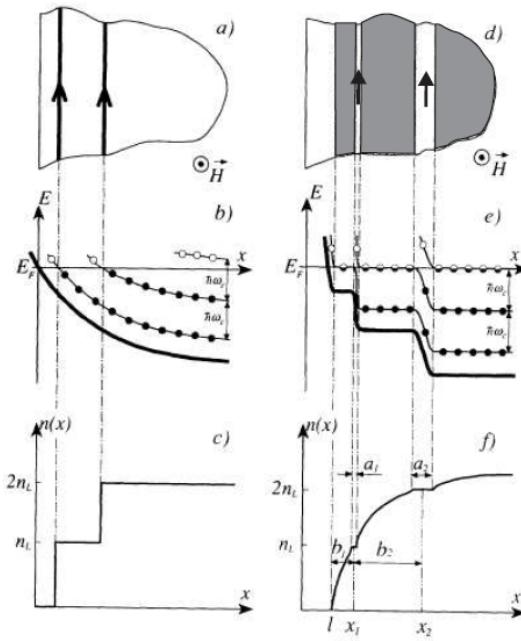


Рис. 1.12. Структура краевых состояний в ДЭГ. (а)–(в) одноэлектронная картина. (а) ДЭГ, вид сверху вблизи края. Стрелками показано направление дрейфа электронов в краевых токовых каналах. (б) адиабатический изгиб уровней Ландау вблизи края. (в) зависимость электронной плотности от расстояния от края. (г)–(е) самосогласованная картина. (г) ДЭГ, вид сверху вблизи края. Заштрихованные области — области ДЭГ с нецелым фактором заполнения — области сжимаемой электронной жидкости. Незаштрихованные области — области ДЭГ с целым фактором заполнения — области несжимаемой электронной жидкости. Стрелками показано направление дрейфа электронов. (д) Изгиб уровней Ландау вблизи края. (е) Зависимость электронной плотности от расстояния от края. Заполненные и незаполненные электронные состояния обозначены символами ● и ○, соответственно.

(для структур с затвором) электронной плотности [3, 78, 79], намагниченности [2, 76, 77] и электрохимического потенциала [4, 84]. Было обнаружено, что амплитуда гистерезиса намагниченности и электрохимического потенциала превышает изменения равновесных значений в 10–60 раз. Следует отметить, что работ о наблюдении гистерезиса в магнетотранспортных исследованиях относительно мало [5, 80–83], т.к. в режиме КЭХ обратное рассеяние подавлено, продольное сопротивление зануляется и становится нечувствительным к электронным процессам в ДЭГ. Тем не менее, было показано, что если в бассейне макроскопического ДЭГ создать микросужение, сближающее краевые состояния противопо-

ложных краев образца, гистерезис магнетосопротивления становится заметным экспериментально [81], а иногда и достигает гигантской величины [5]. Ранее было показано, что при низких температурах (ниже 100 мК), характерное время релаксации гистерезиса магнетосопротивления составляет порядка суток после остановки магнитного поля [5], что значительно превышает характерное время эксперимента в режиме КЭХ. В терминах принятого описания гистерезисных явлений [85] такой гистерезис можно считать *независящим от времени*.

О первом наблюдении гистерезисных явлений в ДЭГ в режиме КЭХ сообщалось в работе [78], в которой исследовался ДЭГ в кремниевых МДП транзисторах. Было обнаружено, что в широких диапазонах магнитных полей и затворных напряжений вблизи целочисленных факторов заполнения возникает гистерезис различных физических величин, таких как плотность заряда ДЭГ и напряжения между ДЭГ и верхним затвором. В этой работе впервые было высказано предположение, что гистерезис возникает в результате зануления диагональной компоненты тензора проводимости σ_{xx} , что затрудняет релаксацию неравновесного заряда в ДЭГ, вызванного изменением магнитного поля или затворного напряжения.

В работах [3, 79], в которых исследовался перенос заряда при развёртке магнитного поля, сообщалось о наблюдении гистерезисных явлений в режиме КЭХ в ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs в геометрии *диска Корбино*, т.е. в форме диска с отверстием с контактами, расположенными на внутреннем и внешнем краях диска. Гистерезис заряда наблюдался как при целочисленных электронных факторах заполнения, так и при дробном факторе заполнения $\nu = 2/3$, соответствующем основному состоянию композитных фермионов. Авторы использовали наличие гистерезиса в режиме нулевой проводимости σ_{xx} и отсутствие релаксации заряда для наблюдения КЭХ в системе без краёв. Изменение потока магнитного поля через ДЭГ индуцирует вихревое электрическое поле E_ϕ , которое в условиях зануления σ_{xx} и ненулевом σ_{xy} приводит к возникновению радиального электрического тока $j_r \propto \sigma_{xy} \cdot E_\phi$. Таким образом,

при изменении потока магнитного поля в режиме КЭХ, происходит латеральный перенос заряда между внутренним и внешним контактами к ДЭГ в форме диска Корбино. Поскольку фактор заполнения был целочисленным и ДЭГ находился в несжимаемом (изолирующим) состоянии, авторы классифицировали такой магнетоиндукционный перенос, как *перенос заряда под уровнем Ферми*. Перенесённый заряд заряжал конденсатор, присоединённый к контактам на внутреннем и внешнем краю диска Корбино. В эксперименте измерялось напряжение на конденсаторе, которое демонстрировало гистерезис по отношению к направлению развёртки магнитного поля.

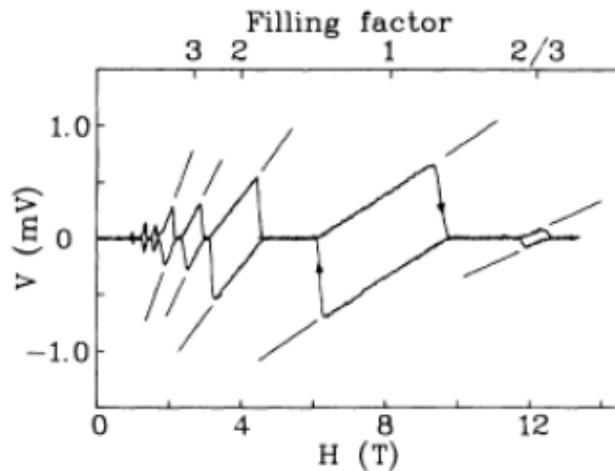


Рис. 1.13. Зависимость напряжения на ёмкости, соединяющей внутренний и внешний контакт к ДЭГ от магнитного поля. Стрелки показывают направление развёртки магнитного поля. Прямые линии имеют наклон $\frac{\pi e^2}{2c} \frac{1}{h} \nu (r_1^2 + r_2^2)$, где ν — фактор заполнения, r_1 и r_2 — внутренний и внешний радиусы диска Корбино. Рисунок взят из [3].

В работе [84] измерялся локальный электростатический потенциал на поверхности ДЭГ с помощью одноэлектронного транзистора, выполнившего роль высокочувствительного электрометра. Суть данного экспериментального метода заключается в том, что при изменении электрохимического потенциала $\delta\mu$ ДЭГ, находящегося в непосредственной близости с квантовой точкой одноэлектронного транзистора, происходит смещение осцилляций кулоновской блокады вдоль оси напряжений. С помощью системы обратной связи поддерживается постоянный потенциал квантовой точки и измеряется напряжение обратной связи

$\Delta V_{FB} = \delta\mu/e$, которое подаётся между ДЭГ и одноэлектронным транзистором. При развёртке магнитного поля в режиме КЭХ наблюдался гистерезис локального электростатического потенциала (рисунок 1.14), свидетельствующий о неравновесном состоянии ДЭГ в режиме КЭХ. Релаксация неравновесного потенциала и переход к термодинамическому равновесию после остановки развёртки может длится несколько часов при температуре 100 мК.

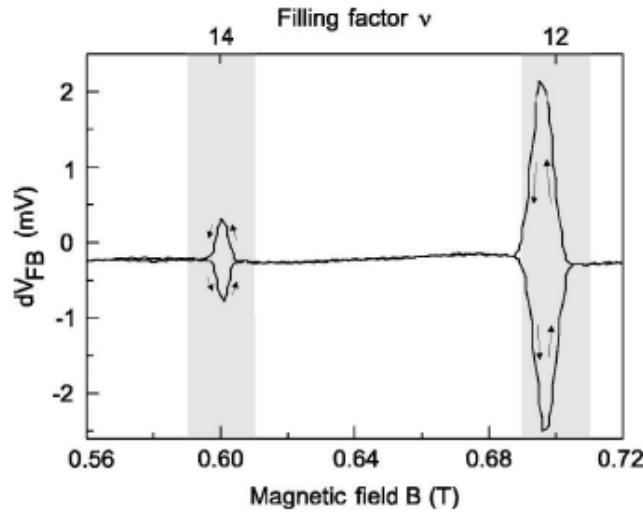


Рис. 1.14. Гистерезис локального электростатического потенциала ДЭГ при развёртке магнитного поля в режиме КЭХ при факторах заполнения $\nu = 14$ и $\nu = 12$. Стрелками показано направление развёртки магнитного поля. Рисунок взят из [84].

Аналогичный результат получен в работе [4]. В этой работе была предложена методика измерения зависимости электростатического потенциала от координаты поперёк края. Приложением отрицательного потенциала на боковой затвор исследователи добивались смещения области обеднения вглубь образца. Таким образом, в результате изменения ширины области обеднения одноэлектронный транзистор помещённый на поверхность гетероструктуры с ДЭГ (являющийся электрометром), и край ДЭГ смещались относительно друг друга. В работе было показано, что неравновесный вихревой ток расположен в неожидаемой электронной жидкости вблизи края.

В работе [77], посвящённой изучению неравновесных вихревых токов, описаны измерения намагниченности ДЭГ в режиме КЭХ. Лазерный луч с по-

мошью оптического волокна направлялся на образец, представляющий собой кантилевер площадью $S = 1,15 \text{ мм}^2$ с ДЭГ в гетеропереходе GaAs/AlGaAs. Регистрируемое отклонение лазерного луча позволяет судить об угле поворота кантилевера в магнитном поле, который при известной величине крутильной жёсткости и в данном магнитном поле однозначно определяется намагниченностью ДЭГ. В эксперименте использовались образцы двух типов: с верхним затвором и без него. Приложение затворного напряжения V_g к ДЭГ позволяет изменять электронную концентрацию в диапазоне величин $n_s = 0,5 \cdot 10^{11} - 3,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Зависимость намагниченности от магнитного поля демонстрирует гистерезис в режиме КЭХ (рисунок 1.15). Наблюдаемый гистерезис намагниченности связывают с неравновесными токами намагниченности, величина которых на порядок превышает величину равновесных токов намагниченности, обуславливающих равновесные квантовые *осцилляции намагниченности де Гааза — ван Альфена*. Было экспериментально показано, что в отличие от образцов с затвором гистерезис намагниченности в образце без контактов симметричен относительно целого фактора заполнения ν и имеет на порядок большую амплитуду. В образцах с затвором неравновесное состояние можно индуцировать как развёрткой магнитного поля $\partial B / \partial t$, так и изменением концентрации электронов во времени $\partial n_s / \partial t$, при этом гистерезис намагниченности имеют одинаковую зависимость от фактора заполнения ν . В данной работе представлены экспериментальные результаты измерений так называемых *минорных гистерезисных петель*, то есть измерений, при которых развёртка магнитного поля $\partial B / \partial t$ меняет знак в области гистерезиса. Поведение образцов ДЭГ с затвором отличается от поведения образцов без затворов (рисунок 1.16). В образце без затвора (рисунок 1.16 (б)) минорные петли имеют почти вертикальный наклон, а изменение знака развёртки магнитного поля переводит состояние ДЭГ из одного крайнего состояния в другое крайнее. В данном случае можно говорить о бистабильности состояния. Амплитуда минорной петли гистерезиса остаётся равной амплитуде главной петли гистерезиса. В то время, как в образце с затвором (рисунок 1.16

(а)) изменение знака развёртки магнитного поля приводит к уменьшению амплитуды гистерезиса. Все минорные петли во втором случае имеют одинаковый наклон и достигают максимума при одном и том же значении магнитного поля. Такое различие в поведении образцов с затвором и без затвора вызвано тем, что электрическая ёмкость, образованная затворным электродом и самим ДЭГ, имеет характерное время перезарядки $\tau \sim C \cdot \sigma_{xx}^{-1}$. В условиях, когда σ_{xx} имеет конечное ненулевое значение, и время развёртки сравнимо с характерным временем перезарядки, неравновесный ток будет иметь меньшую амплитуду.

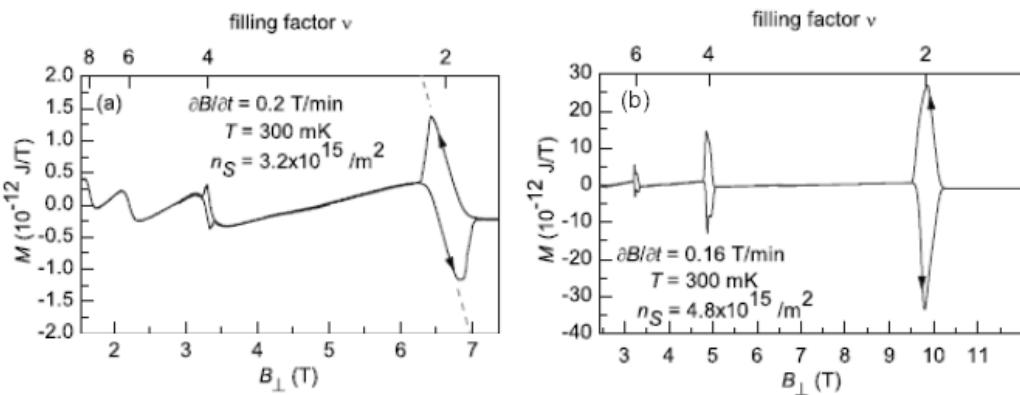


Рис. 1.15. Гистерезис намагниченности при целых факторах заполнения (а) в образце с верхним затвором и (б) в образце без затвора. Пилообразный сигнал — осцилляции де Гааза — ван Альфена — равновесные квантовые осцилляции намагниченности ДЭГ. Гистерезиса в образце без контактов симметричен относительно целого фактора заполнения v и имеет на порядок большую амплитуду. Стрелками показано направление развёртки магнитного поля. Рисунок взят из [77].

Как было показано в [3] амплитуда гистерезиса определяется диапазоном магнитных полей, в которых реализуется режим КЭХ, а также наклоном, который ограничивается величиной ёмкости «затвор – ДЭГ». В образцах без затвора или в образцах, где ёмкость «затвор – ДЭГ» меньше некоторой критической, ограничивающим неравновесие механизмом является пробой КЭХ.

Наиболее распространенное объяснение гистерезисных явлений в режиме КЭХ основано на возникновении при развертке магнитного поля медленно релаксирующих неравновесных токов в условиях исчезающее малой проводимо-

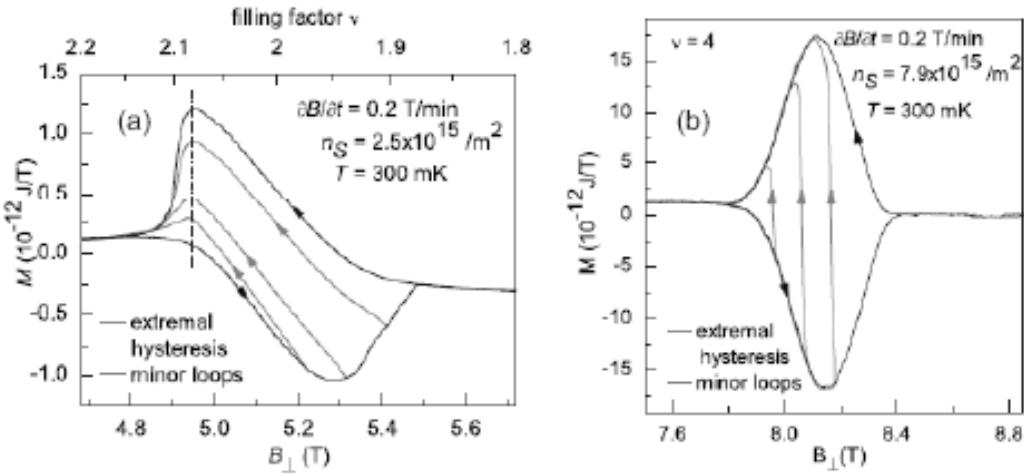


Рис. 1.16. Измерения минорных гистерезисных петель: (а) в образце с верхним затвором вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ и (б) в образце без затвора вблизи фактора заполнения $\nu = 4$. Стрелками указано направление развёртки магнитного поля. Рисунок взят из [77].

сти $\sigma_{xx} \rightarrow 0$. Однако на настоящий момент в литературе нет микроскопической модели, адекватно описывающей это явление. Детальное описание неравновесных токов приводится в работе В. Б. Шикина [86], однако в ней рассматривается случай слабого неравновесия, неприменимый для описания экспериментально наблюдающихся явлений. В работе [77] изучен случай *зависящего от времени* гистерезиса. Наиболее развитая на настоящий момент модель основана на предположении о перераспределении «замороженных» зарядов в объемной части ДЭГ [76]. Такое перераспределение зарядов приводит к возникновению радиального (для образца с геометрией диска) электрического поля, порождающего азимутальный ток намагниченности. Амплитудная величина намагниченности определяется током пробоя режима КЭХ, который ограничен квазиупругим рассеянием электронов между уровнями Ландау (QUILLS) [88]. Указанная модель [76] предсказывает линейную температурную зависимость амплитудного значения намагниченности, что и наблюдается экспериментально [5, 76]. Однако амплитуда намагниченности, полученная в модели, примерно в 4 раза меньше экспериментальной. Кроме того, в модели [76] заложено распределение неравновесных токов в объемной части ДЭГ, в то время как экспериментальные данные [4] указывают на то, что эти токи сосредоточены вблизи края образца.

Глава 2

Экспериментальные образцы и методика эксперимента

Эта глава посвящена описанию общих методов изготовления экспериментальных образцов, на которых были получены результаты, описываемые в главах 3 и 4, а также описанию основных инструментов и методов измерений. Частные особенности изготовления в конкретных случаях обсуждаются в соответствующих главах.

2.1. Изготовление образцов

Изготовление экспериментальных образцов включали в себя следующие основные этапы: (а) выращивание гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с ДЭГ методом *молекулярно-лучевой эпитаксии* (МЛЭ); (б) создание латеральной геометрии макроскопических областей (с разрешением ~ 3 мкм) ДЭГ методом фотолитографии; (в) создания омических контактов путём напыления металла, взрывной литографии и вжигания; (г) создание латеральной геометрии наноструктур (с разрешением ~ 50 нм) методом электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением; (д) *подвешивание*, т.е. отделение наноструктур от подложки, методом жидкостного селективного травления жертвенного слоя.

2.1.1. Гетероструктуры

Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероструктур $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, выращенных методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs (100).

Образцы, на которых были получены результаты, представленные в главе

3, были изготовлены на основе нескольких гетероструктур $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ с ДЭГ, выращенных в разных циклах МЛЭ. ДЭГ располагался на гетерогранице $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ на расстоянии d от δ -слоя легирующей донорной примеси кремния. Схематическое изображение гетероструктуры показано на рисунке 2.1 (а). Мы использовали гетероструктуры, отличающиеся толщиной *спейсера* d , т.е. расстоянием между слоем легирующей примеси и гетеропереходом, которая составляла $d = 30, 40$ и 50 нм. Глубина залегания ДЭГ, т.е. расстояние от поверхности гетероструктуры до ДЭГ, составляла $105, 115$ и 125 нм, соответственно. Электронная подвижность и концентрация электронов составляли $\mu = (0,6 - 1,0) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $n = (1,6 - 3,0) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значения концентрации и подвижности, указанные здесь были измерены при температуре $4,2 \text{ К}$ *методом ван дер Пау*.

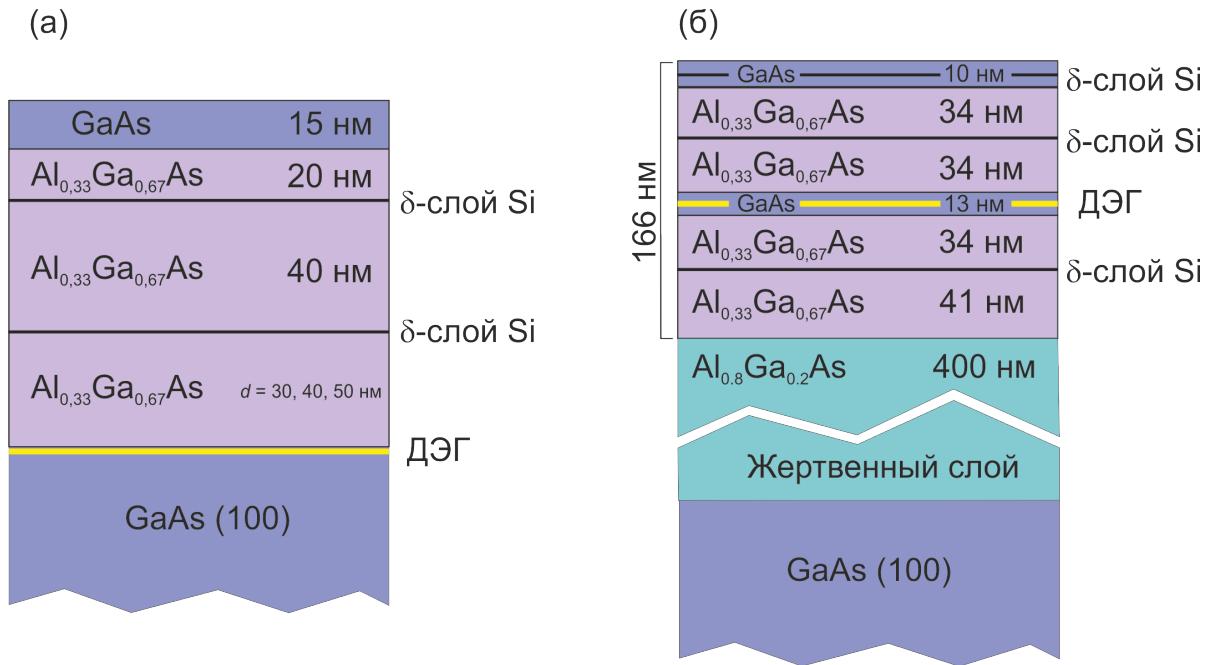


Рис. 2.1. Схематическое изображение гетероструктур $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с ДЭГ, которые использовались для изготовления образцов, на которых были получены результаты, описанные в главе 3 — (а) и главе 4 — (б).

Образцы, на которых были получены результаты, представленные в главе 4, были изготовлены на основе гетероструктур $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, выращенных методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs (001). Сначала на под-

ложке выращивался жертвенный слой $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ толщиной 400 нм, а поверх него выращивалась $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ гетероструктура толщиной 166 нм (рисунок 2.1 (б)), представляющая собой сверхрешётку, состоящую из чередующихся слоёв GaAs толщиной 2,3 нм и слоёв AlAs толщиной 1,15 нм. Гетероструктура содержала ДЭГ в слое GaAs толщиной 13 нм, представляющем собой прямоугольную симметричную квантовую яму для электронов, и залегающим на глубине 85 нм под поверхностью. На расстоянии ~ 40 нм по обе стороны от квантовой ямы располагались δ -слои легирующей донорной примеси Si с плотностью $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Более подробное описание подобных гетероструктур можно найти в работе [13]. Такие гетероструктуры позволяют создавать на их основе подвешенные микро- и наноструктуры путём селективного вытравливания жертвенного слоя, сохраняя высокую подвижность электронов в получившейся подвешенной мемbrane с ДЭГ. Подвижность электронов и плотность ДЭГ составляли $\mu \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и $n = (6 - 7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Значения концентрации и подвижности, указанные здесь были измерены при температуре 4,2 К *методом ван дер Пау*.

2.1.2. Микро- и наноструктуры

Методом фотолитографии на поверхности гетероструктур были изготовлены холловские мостики размером $50 \times 50 \text{ мкм}^2$. Мостики были снабжены десятью $\text{Au}/\text{Ni}/\text{Ge}$ омическими контактами (рисунок 2.2), позволяющими проводить стандартные измерения кондактанса и сопротивления по четырёхточечной схеме. Мы использовали холловские мостики с различными вариантами расположения контактов вдоль мостика. Примеры расположения контактов показаны на рисунке 2.2 (б).

В центре холловских мостиков методом электронной литографии с последующим анизотропным реактивным ионным травлением в плазме BCl_3 создавались микросужения. Для литографии использовался электронный резист ПММА (полиметилметакрилат). Энергия электронов в пучке, которым производи-

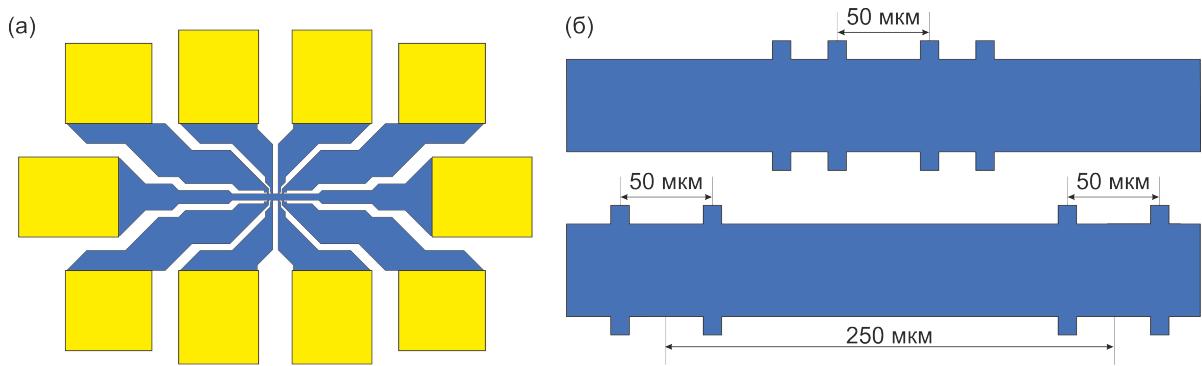


Рис. 2.2. (а) Схематическое изображение холловского мостика с омическими контактами. (б) Увеличенное изображение центральной области холловского мостика.

лось экспонирование резиста, составляла 20 кэВ. Экспериментальные образцы имели форму: (а) микросужений шириной от 0,6 до 1,3 мкм, соединяющих два макроскопических бассейна ДЭГ; (б) КТК, представляющих собой адиабатические сужения с литографической шириной 800-900 нм, снабжённые боковыми затворами, отделёнными от канала траншеями шириной 100-150 нм. Холловские мостики и каналы КТК и ориентировались в кристаллографическом направлении [110].

2.1.3. Подвешенные наноструктуры

На образцах, предназначенных для подвешивания, в результате реактивного ионного травления формировались траншеи глубиной минимум 166 нм (глубина залегания жертвенного слоя), что позволяло получить доступ к жертвенному слою. Подвешивание наноструктур производилось путём селективного травления жертвенного слоя в 1% водном растворе плавиковой кислоты через окна, вытравленные в верхних слоях гетероструктуры.

Особое внимание уделялось подбору времени травления, т.к. избыточное травление приводит к увеличению размеров подвешенных наноструктур, что может приводить к их разрушению или прилипанию к подложке. Благодаря тому, что подтравленные края мембранны изменяют цвет, контроль качества травления осуществлялся с помощью оптического микроскопа. Типичное вре-

мя травления составляло от 1 до 3 минут. Для эффективного удаления продуктов травления из-под наноструктуры применялось травление в ультразвуковой ванне.

Большая толщина жертвенного слоя (400 нм) и малые размеры подвешенных микро- и наноструктур (менее 1,5 мкм) позволили избежать использования технологии сверхкритической сушки, которая применяется для предотвращения прилипания наноструктур к подложке при подвешивании за счёт разрушительных капиллярных сил, возникающих при высыхании жидкостного травителя.

Диагностика качества полученных экспериментальных образцов производилась с помощью сканирующего электронного микроскопа и атомно-силового микроскопа после проведения всех электрофизических измерений для исключения влияния воздействия электронного луча или зонда атомно-силового микроскопа на электронные свойства образца.

2.2. Техника низкотемпературного эксперимента

В процессе проведения электрофизических измерений экспериментальные образцы находились при низких температурах $\leq 4,2$ К. Результаты, описанные в главе 3, за исключением раздела 3.1, были получены при измерениях в криомагнитной системе MagnCryo (изготовитель – ЗАО «РТИ», г. Черноголовка), находящейся в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН. Результаты, описанные в разделе 3.1 были получены при измерениях в рефрижераторе растворения в Лаборатории сильных магнитных полей в г. Гренобль (Франция).

Принцип получения низких температур (до 500 мК) в криомагнитной системы MagnCryo заключается в откачке паров изотопа гелия ^3He . Использование ^3He позволяет избежать губительной для получения низких температур сверхтекучести гелия, которая не характерна этому изотопу в силу его ферми-

онных свойств. Выход на конечную температуру достигался многоступенчатым охлаждением. Изначально экспериментальный образец и камера, содержащая газообразный ^3He , охлаждались до температуры 4,2 К с помощью жидкого гелия ^4He . Затем производилась откачка паров ^4He , приводящая к понижению температуры до 1,6 К и конденсации ^3He . После этого производилась откачка паров ^3He с помощью угольного адсорбционного насоса, погружаемого в сосуд Дьюара СТГ-40 с жидким гелием, что позволяло понизить температуру жидкого ^3He и экспериментального образца до 500 мК.

Результаты, описанные в главе 4, были получены при погружении экспериментального образца в сосуд Дьюара СТГ-40 с жидким гелием при температуре 4,2 К, а также в криостат, позволяющий понизить температуру до 1,6 К путём откачки паров гелия.

2.3. Методика измерений

В эксперименте измерялось сопротивление R (отношением напряжения V , возникающего при пропускании тока I) и кондактанс G (отношение тока I , возникающего при приложении напряжения V) или образца.

Измерения сопротивления R проводились с помощью техники синхронного детектирования в режиме линейного отклика при пропускании через образец переменного тока амплитудой $\tilde{I} = 1 - 10$ нА с частотой 7 – 700 Гц при температурах от 60 мК до 4,2 К. Отклик в виде продольного \tilde{V}_L (измеряемого между контактами, расположенными вдоль одного берега мостика) и холловского напряжения \tilde{V}_H (измеряемого между контактами, расположенными на противоположных берегах мостика) регистрировался с помощью синхронного детектора Signal Recovery SR5210 Lock-in Amplifier на частоте пропускаемого тока.

В главе 3 измерялись зависимости продольного $R = \tilde{V}_L/\tilde{I}$ и холловского $R = \tilde{V}_H/\tilde{I}$ сопротивления микросужений, помещённых в ДЭГ в режиме КЭХ, от магнитного поля B , направления его развёртки (от знака $\partial B/\partial t$), времени t

(зависимость от предыстории и релаксация) и ширины сужений W . Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, изменялось в диапазоне от 0 до 15 Тл и ориентировалось перпендикулярно плоскости ДЭГ.

Измерения кондактанса G проводились также с помощью техники синхронного детектирования в режиме линейного отклика при приложении к образцу переменного напряжения амплитудой $\tilde{V} = 30$ мкВ с частотой 7 – 700 Гц при температурах от 1,6 до 4,2 К. Отклик в виде тока \tilde{I} регистрировался с помощью синхронного детектора на частоте приложенного напряжения.

В главе 4 измерялись зависимости кондактанса $G = \tilde{I}/\tilde{V}$ КТК от постоянных напряжений V_{G1} и V_{G2} , приложенных на боковые затворы, а также постоянного напряжения между истоком и стоком V_{SD} . Для каждого образца мы убедились, что для прикладываемых на затворы напряжений до 10 В утечек нет. Чтобы индуцировать латеральное спин-орбитальное взаимодействие в канале КТК между затворами прикладывалось асимметричное напряжение $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$. Все измерения проводились аналогичным образом в образцах до и после подвешивания.

Напряжения на затворах и между истоком и стоком подавались с помощью цифро-аналогового преобразователя PCI-6154 National Instruments. Процесс измерений был автоматизирован с помощью программного комплекса, созданного на языке программирования LabView, через интерфейс GPIB-488.

Глава 3

Электронный транспорт в микросужениях в режиме квантового эффекта Холла

Данная глава посвящена изучению квантового электронного транспорта в микросужениях в ДЭГ, помещённых в квантующее магнитное поле. В этих условиях наблюдается гистерезис магнетосопротивления, ранее обнаруженный в работах [5, 80–82].

Несмотря на огромное количество работ, посвящённых неравновесному состоянию ДЭГ, индуцированному развёрткой магнитного поля в режиме КЭХ, на сегодняшний день нет ясного понимания наблюдаемых явлений на микроскопическом уровне, так же, как их систематического феноменологического исследования. К сожалению, неравновесные токи незаметны в обычных транспортных измерениях из-за нулевого продольного сопротивления. В таких измерениях невозможно заранее сказать о состоянии, в котором находится ДЭГ. Такая неопределённость может привести к неожиданным трудностям при исследовании ДЭГ, например, при изучении пробоя КЭХ электрическим током, полная и согласующаяся модель которого до сих пор не построена (см. например обзор [89]). Настоящая работа поднимает вопрос о необходимости поиска критических параметров, определяющих наблюдаемые гистерезисные явления, и объяснения этих явлений на микроскопическом уровне. Поэтому, некоторые существующие представления о явлениях в ДЭГ в режиме КЭХ могут быть расширены или, вовсе, пересмотрены с учётом обнаруженного неравновесия.

Проведено подробное феноменологическое описание гистерезиса магнетосопротивления ДЭГ в режиме КЭХ, включающее в себя сравнение с гистерезисом намагниченности обычных ферромагнитных материалов. В частности, было показано, что зависимости гистерезиса от предыстории развертки магнитного поля, *минорные петли, ангистерезисная кривая* и временная релаксация

для обоих случаев имеют значительное сходство. Однако, обнаружено существенное отличие, заключающееся в том, что гистерезис магнетосопротивления ДЭГ демонстрирует необычное опережающее (антикоэрцитивное) поведение по отношению к изменению магнитного поля, в то время как гистерезис намагниченности ферромагнетиков является запаздывающим. Кроме этого, полученные результаты сравниваются с гистерезисом магнетосопротивления в системах с дополнительной псевдоспиновой степенью свободы — в так называемых «квантово-холловских ферромагнетиках» [90–92]. В таких системах при определенных условиях (см. например работу [90]) наблюдалось подобное антикоэрцитивное поведение. Это феноменологическое сходство позволяет предположить, что происхождение гистерезиса в обоих случаях имеет одну природу.

Кроме этого, здесь представлены экспериментальные результаты измерений зависимости гистерезиса магнетосопротивления от ширины сужения, которые указывают на краевую природу явления.

Помимо подробного феноменологического изучения гистерезиса, приводится качественная микроскопическая картина пространственного распределения неравновесных токов намагниченности и электрохимического потенциала в образце.

Наконец, здесь представлены результаты измерений разности потенциалов между краевыми и объёмными состояниями в холловских мостиках, снабжённых как обычными внешними омическими контактами (расположенными вдоль периметра мостика), так и дополнительными внутренними омическими контактами (помещёнными внутрь мостиков). Полученные в работе результаты объясняются в рамках теории квазиупругих переходов между уровнями Ландау (QUILLS) [88], а также рассмотрен возможный механизм внутриуровневых переходов.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в статьях [A2–A5], главе в монографии [A6] и тезисах докладов [A11–A16].

3.1. Феноменологическое исследование гистерезиса магнетосопротивления сужений

Гистерезис магнетосопротивления ДЭГ в режиме КЭХ был изучен в холловских мостиках, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, описанных в главе 2.1.1, и имеющих отличие в толщине спейсерного слоя.

Сначала мы исследовали образцы, изготовленные на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 40$ нм. В магнитных полях, соответствующих центрам плато холловского магнетосопротивления R_H макроскопического ДЭГ, наблюдается гигантский гистерезис продольного магнетосопротивления сужения R_L по магнитному полю, как при чётных, так и при нечётных факторах заполнения (рис. 1). Гистерезис не зависит от знака магнитного поля.

Самая выразительная петля гистерезиса наблюдается вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ в диапазоне факторов заполнения от $\nu_{h1} = 0,95$ до $\nu_{h2} = 1,07$ на фоне холловского плато макроскопического ДЭГ, наблюдающегося в диапазоне факторов заполнения от $\nu_1 = 0,85$ до $\nu_2 = 1,22$ (рисунок 3.1). При факторе заполнения $\nu = 1$ амплитуда гистерезиса достигает 10 кОм и составляет 100% измеряемого сигнала, а ширина петли гистерезиса составляет 1,2 Тл. Резкое возрастание от нуля до 10 кОм при увеличении магнитного поля и, наоборот, резкое падение магнетосопротивления до нуля при уменьшении магнитного поля, позволяют рассматривать данное поведение, как *магнетоиндуцированный пробой КЭХ*.

Большая амплитуда гистерезиса позволила провести его детальное исследование. Было обнаружено, что отклик системы (магнетосопротивление) опережает внешнее воздействие (изменение магнитного поля), а не запаздывает. В математических терминах наблюдаемая гистерезисная петля — отрицательно ориентированная кривая, тогда как, например, у ферромагнетиков гистерезисная петля намагниченности — положительно ориентированная кривая. Можно заметить, что магнетосопротивление резко меняется при входе в область гисте-

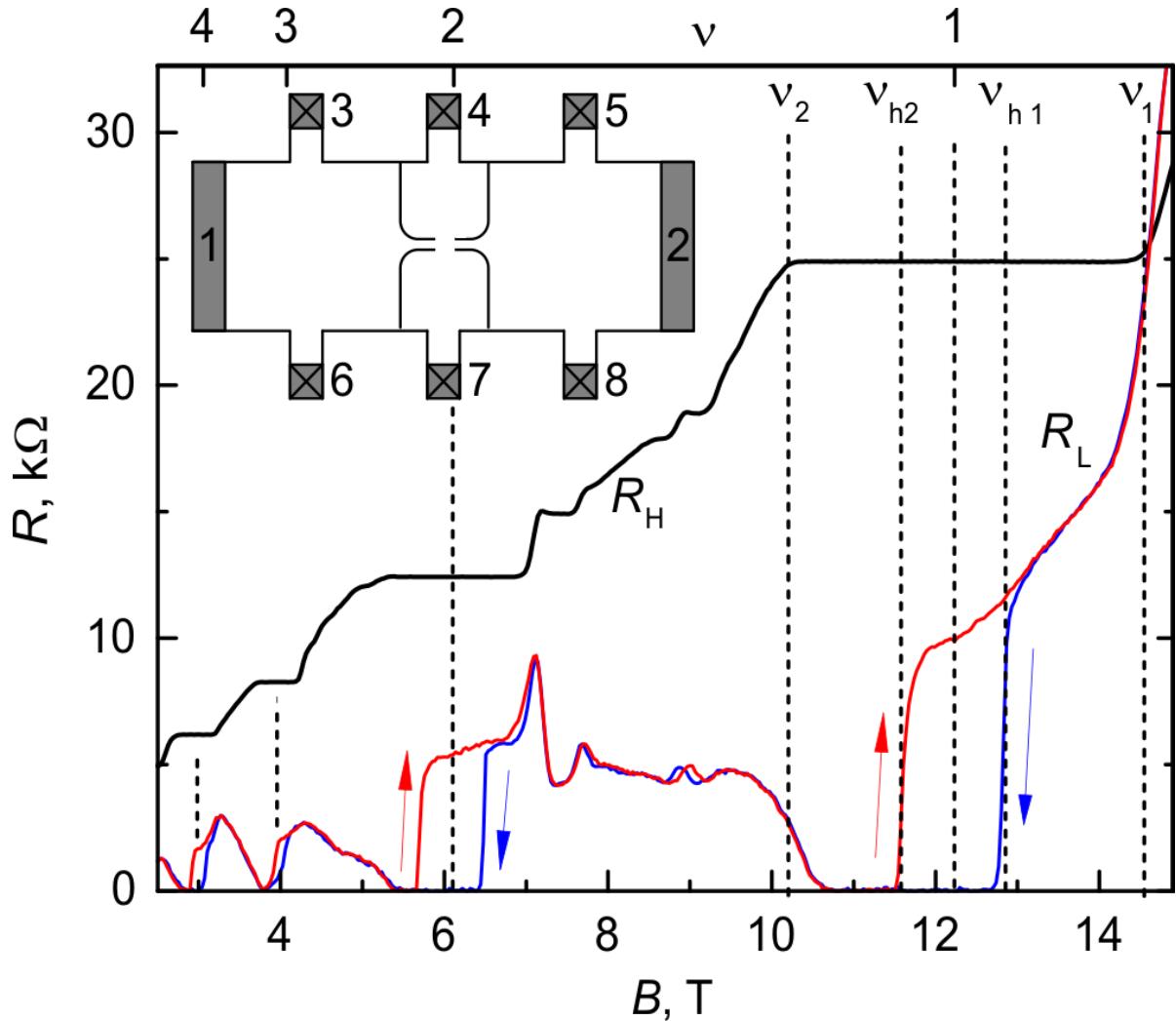


Рис. 3.1. Магнетосопротивление ДЭГ с микросужением. Гигантский гистерезис продольного магнетосопротивления $R_L = V_{35}/I_{12}$ наблюдается на фоне плато холловского сопротивления $R_H = V_{36}/I_{12}$, соответствующих целым чётным и нечётным факторам заполнения. Стрелками показано направление развёртки магнитного поля. На вставке схематически показан геометрия сужения.

резиса (т.е. $dR/dB \rightarrow \infty$) и практически не меняется при выходе. В случае запаздывающего поведения, напротив, магнетосопротивление практически не менялось бы при входе в область гистерезиса, (т.е. $dR/dB \rightarrow 0$). В этом смысле можно считать, что наблюдаемый гистерезис аномально перевернут, имеет отрицательную коэрцитивность, в отличие от намагниченности ферромагнетиков.

Магнетосопротивление образцов, изготовленных на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 30$ нм, также демонстрирует гистерезис магнетосопротивления (рисунок 3.2) в диапазоне факторов заполнения от $v_{h1} = 0,96$

до $\nu_{h2} = 1,06$ на фоне холловского плато макроскопического ДЭГ, наблюдающегося в диапазоне факторов заполнения от $\nu_1 = 0,88$ до $\nu_2 = 1,16$. Как видно, образцы на основе разных гетероструктур демонстрируют гистерезис примерно при тех же факторах заполнения, однако гистерезис в этих образцах, изготовленных на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 30$ нм, не имеет гигантской амплитуды и скачкообразного изменения магнетосопротивления, как в образцах, изготовленных на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 40$ нм. Это различие, возможно, обусловлено различиями в параметрах соответствующих гетероструктур. Тем не менее, изучая минорные гистерезисные петли, нам удалось выявить инвертированное *антикоэрцитивное* поведение и для образцов типа В. На рисунке 3.2 (а) показано, что изменение направления развертки магнитного поля в области гистерезиса на противоположное приводит к быстрому изменению сопротивления, т.е. $dR/dB \rightarrow \infty$, тогда как запаздывающее поведение соответствовало бы $dR/dB \rightarrow 0$ (как для минорных петель гистерезиса ферромагнетиков, где $dM/dH \rightarrow 0$). Помимо этого, анализ минорных петель позволяет сделать вывод о том, что существует огромное множество состояний образца внутри основной петли гистерезиса, т.е. можно сказать, что состояние образца является мультистабильным.

Принято считать, что медленно релаксирующие неравновесные токи возникают на холловских плато, когда σ_{xx} обращается в ноль. Как показывают наши измерения, для образцов обоих типов область существования гистерезиса примерно в три раза уже холловского плато $\Delta\nu/\Delta\nu_h \approx 3$. То есть для возникновения гистерезиса требуется выполнение более жестких условий, чем зануление σ_{xx} .

Для проведения последовательного сравнения с ферромагнетиками мы восстановили ангистерезисную кривую (рисунок 3.2 (б)). Каждая точка этой кривой $R_i(B_i)$ получена после проведения последовательных разверток магнитного поля переменного направления с постепенным уменьшением диапазона развертки вокруг определенного значения магнитного поля B_i . Форма ангистерезисной

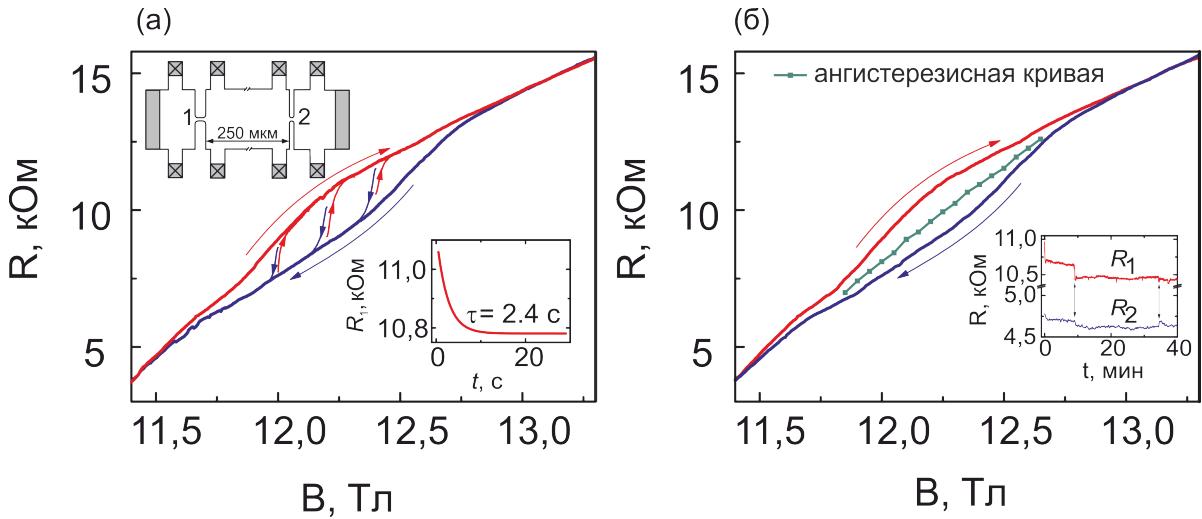


Рис. 3.2. На фоне гистерезисной петли магнетосопротивления образца при факторе заполнения $\nu = 1$ показаны миорные петли (а) и ангистерезисная (равновесная) кривая (б). Стрелками показано направление развёртки. Скорость развёртки во всех измерениях составляет 0,05 Тл/мин. На вставках к рисункам показана геометрия образца и временная релаксация неравновесного магнетосопротивления.

кривой и ее расположение внутри предельной петли гистерезиса имеют хорошее феноменологическое сходство с ангистерезисной кривой намагниченности ферромагнетиков.

Мы изучили временную релаксацию гистерезиса, измеряя зависимость магнетосопротивления двух сужений, расположенных на одном холловском мостике, но разделённых макроскопическим бассейном ДЭГ длиной 250 мкм и шириной 50 мкм (см. верхнюю вставку к рисунку 3.2 (а)). Зависимости приведены на вставках к 3.2 (а) и (б). Кривые записаны после развертки магнитного поля вверх и остановки в магнитном поле 12,25 Тл, которое соответствует $\nu = 1$, где амплитуда гистерезиса принимает максимальное значение.

Обнаружено, что временная релаксация имеет две фазы: быструю начальную фазу и последующую медленную. Сразу после остановки развертки магнитного поля наблюдается быстрая экспоненциальная релаксация на относительно малую величину (менее 25%) с характерным временем релаксации 2,4 с (см. нижнюю вставку к рисунку 3.2 (а)). Это достаточно большое время, чтобы его можно было объяснить механизмом спин-орбитального взаимодействия [93, 94].

и скорее напоминают время релаксации спина ядер (для GaAs характерное время релаксации спина ядер составляет ~ 30 с) [95, 96]. Следует заметить, что релаксация неравновесной намагниченности происходит похожим образом [97], т.е. имеются две фазы быстрой экспоненциальной и медленной степенной релаксации, однако наблюдаются более длительные времена быстрой фазы релаксации (~ 20 с). В работе [76] было предположено, что при изменении магнитного поля в системе возникает пробой КЭХ, сопровождающийся электронными переходами между соседними уровнями Ландау с переворотом спина. Мы полагаем, что наблюданная нами быстрая релаксация связана с такими межуровневыми переходами и приводит к установлению локального (не глобального) минимума энергии системы после остановки развёртки магнитного поля. Согласно [76], эти переходы идут по механизму квазиупругого рассеяния между уровнями Ландау (QUILLS) [88] в той части образца, где создано максимальное электрическое поле. В [76] предполагается, что максимальное электрическое поле достигается в объеме ДЭГ. Наши измерения чувствительны к краю образца, т.к. сопротивление сужения определяется заполнением электронами краевых состояний, и позволяют сделать вывод о том, что пробой КЭХ происходит на краю образца.

Дальнейшая релаксация происходит медленнее. В течение следующих 40 мин сопротивление двух удалённых сужений релаксирует на малую величину (примерно на 20%). Причем наиболее значимые изменения сопротивления происходят резко, скачками, которые, как правило, наблюдаются синхронно на двух удалённых сужениях (см. вставку к рисунку 3.2 (б)). Учитывая то, что сужения разделены макроскопическим каналом ДЭГ шириной 50 мкм и длиной 250 мкм, можно сделать вывод о том, что данные скачки являются следствием релаксации не в отдельном сужении, а в макроскопическом ДЭГ, разделяющем их. Это наблюдение еще раз подтверждает вывод о том, что сужение является инструментом для изучения неравновесного состояния макроскопического ДЭГ [5]. Скачкообразный характер релаксации феноменологически напоминает релаксацию намагниченности ферромагнетиков — *прыжки Баркгаузена*, происходящие

в результате перестройки доменной структуры спиновой природы [85].

Возможность возникновения спинового порядка в одиночной квантовой проволоке рассматривалась в работе [98], где было показано, что это приводит к гистерезису магнетосопротивления. Однако все рассчитываемые в работе физические характеристики демонстрировали обычное коэрцитивное поведение. Следовательно, спиновый механизм не имеет отношения к нашим результатам. Более того, ранее исследования гистерезиса магнетосопротивления в наклонных магнитных полях [82] не подтвердили спиновое происхождение изучаемого явления.

В измерениях неравновесной намагниченности ДЭГ также наблюдались аналогичные прыжки релаксации [83]. Заметим, что изучение гистерезиса магнетосопротивления даёт важную комплементарную информацию. Дело в том, что намагниченность является интегральной характеристикой, определяемой суммой магнитных моментов всех токов намагниченности, возникающих в образце, в то время как магнетосопротивление сужения чувствительно к электрохимическому потенциалу краевого состояния в локальной точке образца. В настоящей работе нам удалось проанаблюдать корреляцию временной релаксации магнетосопротивлений двух сужений, расположенных в разных местах ДЭГ, и установить факт локализации неравновесных токов у края образца.

3.2. Зависимость гистерезиса магнетосопротивления от ширины сужения

Чтобы установить пространственную ширину неравновесных токов была экспериментально изучена зависимость площади петли гистерезиса магнетосопротивления от литографической ширины микросужения. Для этого была изготовлена серия образцов, изготовленных на основе одной гетероструктуры со спейсерным слоем 50 нм. На холловских мостиках методом электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением были изготовлены

микросужения ДЭГ с шириной от 0,8 до 1,3 мкм с шагом 0,1 мкм. Все сужения имели низкое сопротивление в нулевом магнитном поле ($0,2 - 0,8$ кОм) и демонстрировали КЭХ в сильных полях. При факторах заполнения $\nu = 1, 2$ при $T = 0,48$ К наблюдался гистерезис магнетосопротивления (рисунок 3.3).

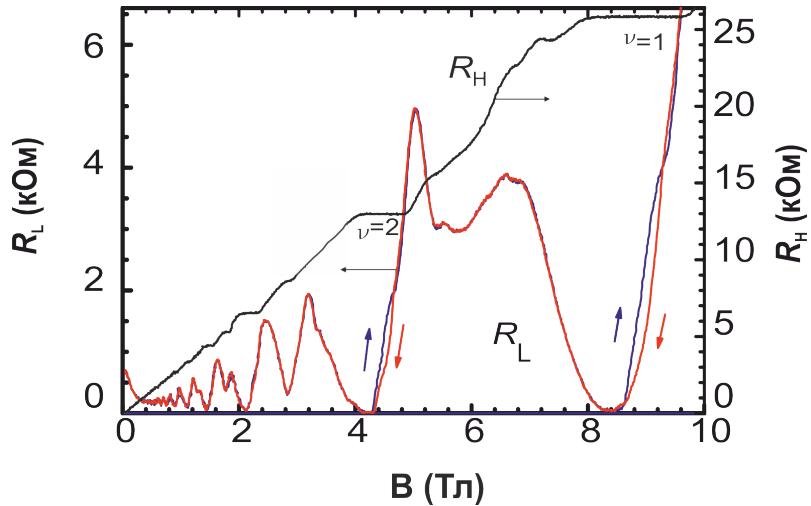


Рис. 3.3. Продольное и холловское сопротивление микросужения шириной 1 мкм как функция магнитного поля. Стрелками показано направление разворотки магнитного поля.

На рисунке 3.4 представлена зависимость площади петли гистерезиса от литографической ширины микросужения при факторах заполнения $\nu = 1$ и 2. Экспериментальные точки хорошо аппроксимируются линейной функцией. Площадь петли гистерезиса магнетосопротивления S зависит от ширины сужения W по линейному закону $S/S_0 = 1 - W/W_0$. Видно, что площадь петли гистерезиса уменьшается с шириной сужения и исчезает при критической ширине сужения W_0 . Более того, эта критическая ширина совпадает для двух факторов заполнения и составляет $W_0 \approx 1,35$ мкм. Наличие критической ширины указывает на то, что неравновесный ток сконцентрирован в узкой области W_{NEC} вдоль края. Если принять, что критическая литографическая ширина W_0 состоит из двух встречных неравновесных токов шириной W_{NEC} и двух областей обеднения W_{depl} , примерно равных 0,2 мкм в исследуемых образцах, то из $W_0 = 2W_{\text{NEC}} + 2W_{\text{depl}}$ получим, что $W_{\text{NEC}} \approx 0,5$ мкм, что по порядку величины сравнимо с шириной области обеднения. Этот результат согласуется с

выводами, сделанными в работе [4], посвященной изучению пространственного распределения электрического потенциала на поверхности ДЭГ вблизи целочисленных факторов заполнения, где было показано, что изменения потенциала в ДЭГ происходят вблизи края образца.

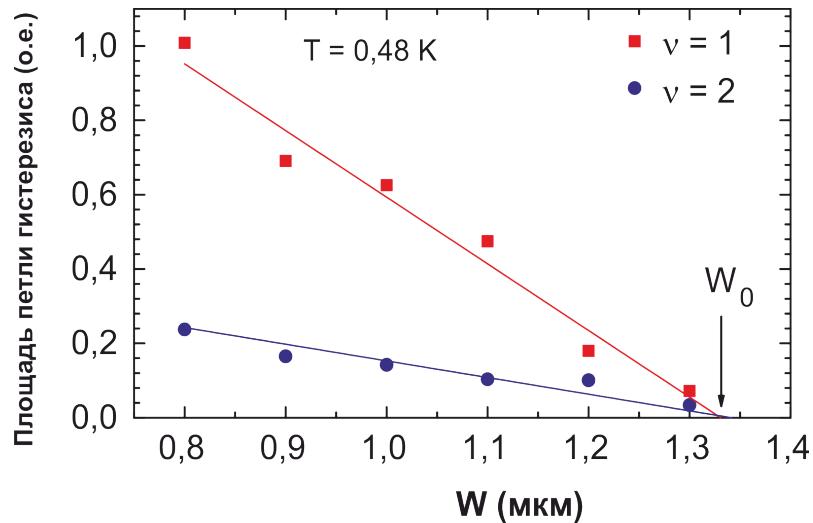


Рис. 3.4. Зависимость площади петли гистерезиса от литографической ширины микросужения при факторах заполнения $v = 1$ и 2 .

3.3. Микроскопическая модель гистерезиса магнетосопротивления

Существующие физические модели могут объяснить лишь отдельные эксперименты, но, к сожалению, нет модели, которая не противоречила бы всему экспериментальному материалу по неравновесному состоянию ДЭГ в режиме КЭХ. Анализируя экспериментальные данные, описанные в параграфе 3.1 и полученные в работах [2, 4, 5, 76, 77, 84], мы предлагаем возможную качественную модель неравновесного состояния ДЭГ в режиме КЭХ, предполагающую сильное неравновесие между краевыми и объёмными состояниями в ДЭГ. Модель включает микроскопическую картину распределения неравновесных токов в ДЭГ с сужением. Мы показываем, что предложенная модель также объясняет неравновесную намагниченность ДЭГ, наблюдающуюся экспериментально [2].

Для простоты изложения ограничимся рассмотрением ДЭГ при факторе заполнения, близком к $\nu = 1$, когда все электроны формируют несжимаемую жидкость на нижнем уровне Ландау. Будем считать также, что прямые переходы электронов между уровнями Ландау затруднены.

3.3.1. Магнетосопротивление микросужения.

Полученные экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках следующей физической картины. При уменьшении магнитного поля возникает вихревое электрическое поле E_ϕ , порождающее в условиях КЭХ ($\sigma_{xx} = 0$) электрический ток j_r , соответствующий оттоку электронов из объема на край образца [99]. При этом площадь, занимаемая несжимаемой жидкостью, увеличивается, краевые состояния сдвигаются к литографическим краям образца. Это значит, что в области сужения противоположные краевые токи сильнее удаляются друг от друга 3.5 (а - в), чем в равновесном состоянии, и обратное рассеяние подавляется. В образцах на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 30$ нм магнетосопротивление, действительно меньше равновесного значения на ангистерезисной кривой (рисунок 3.2 (б)). В образцах на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 40$ нм уменьшение магнитного поля приводило к полному подавлению обратного рассеяния в сужении, и как следствие, занулению магнетосопротивления и установлению режима КЭХ (рисунок 3.1).

Увеличение магнитного поля приводит к возникновению вихревого электрического поля, создающего отток электронов от края в объем. При этом площадь, занимаемая несжимаемой жидкостью, уменьшается, и краевые состояния удаляются от литографического края. В сужении противоположные краевые каналы сближаются 3.5 (г - е) по сравнению с равновесием, что приводит к росту обратного рассеяния, а следовательно, к росту сопротивления сужения, что и наблюдалось в образцах обоих типов. В образцах на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 30$ нм, действительно, наблюдается увеличение сопротив-

ления по сравнению с равновесной ангистерезисной кривой (рисунок 3.2 (б)). В образцах на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 40$ нм развёртка магнитного поля переключала сужение ДЭГ из режима КЭХ в резистивное состояние — приводила к магнетоиндущенному пробою КЭХ (рисунок 3.1).

3.3.2. Неравновесная намагниченность

Рассмотрим, как предложенная картина соотносится с измерениями неравновесной намагниченности. Картина распределения неравновесных токов намагниченности уже обсуждалась в работах [2, 76, 77]. Однако предложенные в работах модели не согласуются с имеющимися на настоящий момент экспериментальными данными по намагниченности. В частности предложенная в работах [2, 76] модель предполагает перераспределение неравновесного электронного заряда по всей площади ДЭГ, и, следовательно, возникновение электрического поля в объеме ДЭГ. Это противоречит экспериментальным результатам, полученным в настоящей работе и в работе [4], которые указывают на то, что неравновесное перераспределение электронной плотности происходит лишь на краю. В работе [77] приведено качественное изображение токов намагниченности на краю образца (рисунок 8 в [77]), однако оно соответствует скорее равновесному состоянию, т.к. в системе введён единый уровень Ферми для края и объема, ниже которого заполнены все возможные состояния. Кроме того, величина магнитного момента для приведенного случая не может превышать величину намагниченности в эффекте де Гааза - ван Альфена, в то время как экспериментальное значение неравновесной намагниченности при $\nu = 1$ и 2 в $20 - 60$ раз превышает амплитуду осцилляций де Гааза - ван Альфена.

Уменьшение магнитного поля приводит к вытеснению электронов из объема на край. Благодаря тому, что площадь, занимаемая объемными состояниями, много больше площади, занимаемой краевыми состояниями, изменением плотности заряда в объеме можно пренебречь и считать, что электростатический потенциал в объеме остается плоским. При этом наиболее значительное

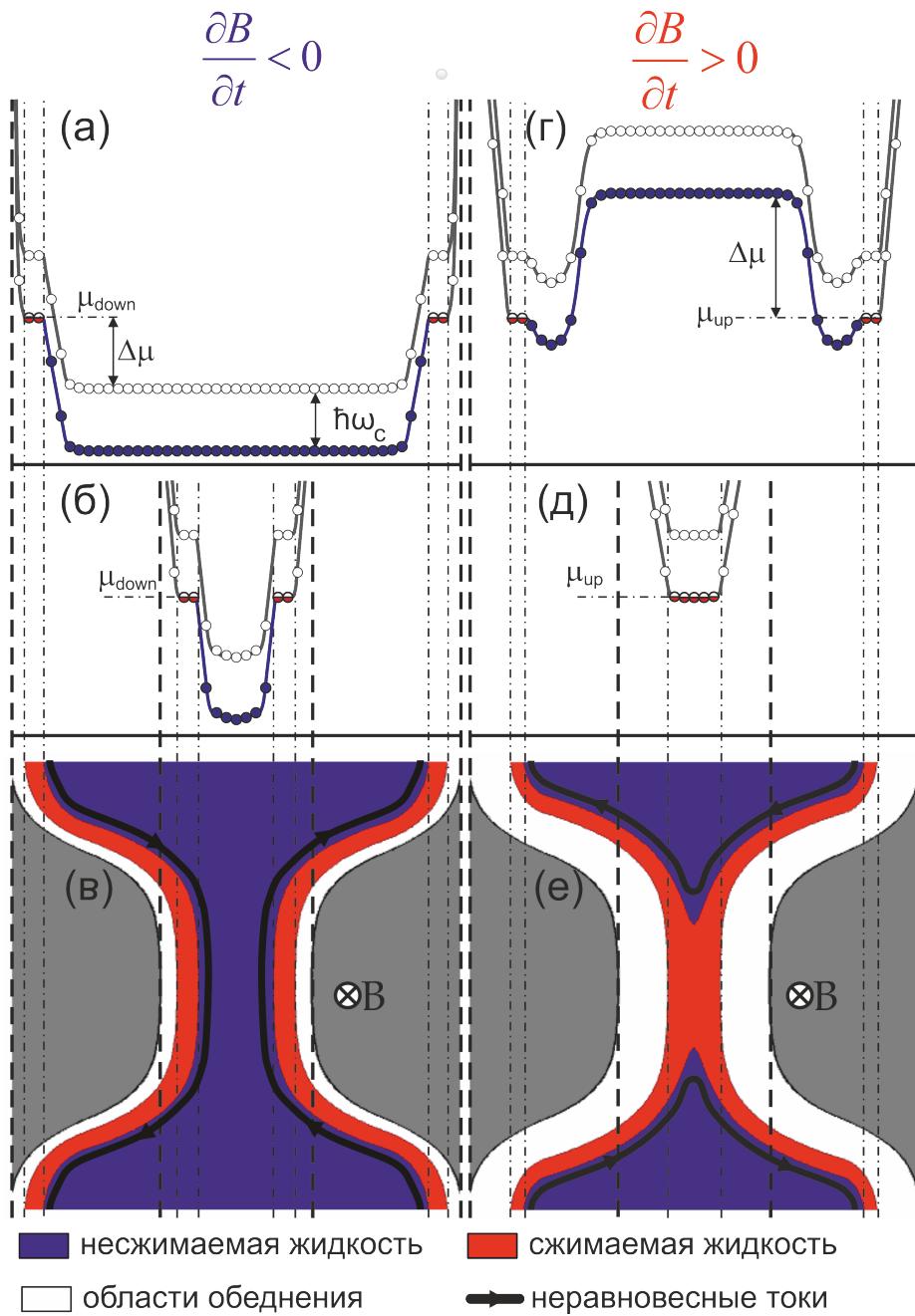


Рис. 3.5. Неравновесное распределение электронов в макроскопическом ДЭГ (а, г) и в сужении (б, д), а также структура электронной холловской жидкости в ДЭГ с сужением (в, е) при уменьшении и увеличении магнитного поля, соответственно. Фактор заполнения $\nu = 1$. Объёмные состояния в сужении заполнены (в) или не заполнены (е) несжимаемой электронной жидкостью при разных направлениях развёртки магнитного поля. Стрелками показано направление неравновесных токов.

перераспределение заряда происходит на краю: возникает дипольная полоска, приводящая к уменьшению электростатического потенциала в объеме образца, и его увеличению на краю. Электроны на нижнем уровне Ландау заполняют

краевые состояния до некоторого неравновесного значения электрохимического потенциала μ_{down} , превышающего на величину $\Delta\mu$ энергию незаполненных состояний в объеме (рисунок 3.6 (а)). В скрещенных электрическом и магнитном полях электроны дрейфуют вдоль края, формируя дрейфовый ток намагниченности, равный $\frac{e^2}{h}\Delta\mu$. Этот ток соответствует неравновесному парамагнитному моменту $\mathcal{D}\mathcal{E}\mathcal{G}$, наблюдающемуся в экспериментах [76, 77].

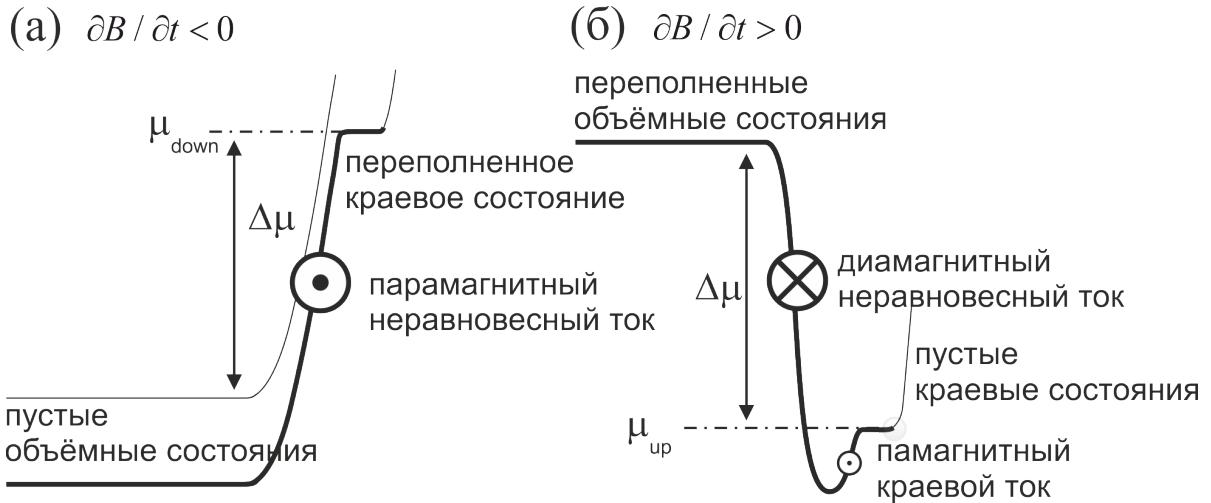


Рис. 3.6. Структура неравновесных краевых токов при уменьшении (а) и увеличении (б) магнитного поля в режиме КЭХ.

При увеличении магнитного поля распределение токов намагниченности значительно сложнее. Отток электронов в объем приводит к возникновению заряженной дипольной полоски на краю, приводящей к подъему электростатического потенциала в объеме образца и к возникновению потенциальной ямы на краю образца, за которой следует обедняющее электрическое поле. Это означает, что электростатический потенциал по мере удаления от края образца ведет себя немонотонно и проходит через минимум (рисунок 3.6 (б)), который создается электрическим полем «переполненного объема» с одной стороны и обедняющим полем вблизи литографического края — с другой.

Вне сжимаемой электронной жидкости в потенциальной яме по разные стороны от минимума возникают разнонаправленные дрейфовые токи: слабый парамагнитный ток протекает ближе к краю образца, и гигантский диамагнит-

ный протекает ближе к объему. Наличие парамагнитного тока подтверждается экспериментальным фактом, что знак холловского сопротивления R_H не зависит от направления развёртки магнитного поля при его заданной ориентации. Следовательно, направление транспортного тока, текущего вдоль края образца, совпадает с направлением парамагнитного тока так же, как в случае равновесия. Краевые состояния заполняются до уровня неравновесного электрохимического потенциала μ_{up} так, что незаполненные состояния на краю оказываются на величину $\Delta\mu$ ниже заполненных состояний в объеме. Суммарный дрейфовый ток $\frac{e^2}{h}\Delta\mu$ определяется гигантской диамагнитной компонентой, в полном соответствии с экспериментом. Чтобы объяснить экспериментально наблюдаемую неравновесную намагниченность ДЭГ [2], необходимо выполнение условия: $\Delta\mu \geq (20 - 60) \hbar\omega_c$, где ω_c — циклотронная частота.

3.3.3. Антикоэрцитивное поведение

Можно выделить две причины антикоэрцитивного поведения: (а) резкое движение границы несжимаемой жидкости, и (б) топологические переходы в квантовой холловской жидкости. Обсудим их подробнее.

(а) При факторе заполнения $\nu = 1$ изменение магнитного поля ΔB приводит к смещению границы области, занимаемой несжимаемой жидкостью, относительно литографического края образца, причем чем больше размеры образца, тем меньшее изменение магнитного поля ΔB требуется, чтобы эта граница сместились на величину порядка ширины области обеднения W_{depl} . Например, для ДЭГ в форме диска радиуса R имеем:

$$\Delta B \approx 2 \cdot \frac{W_{depl}}{R} \cdot B \quad (3.1)$$

(б) Как видно из рисунка 3.5 (в) и (д), движение границы несжимаемой электронной жидкости приводит к топологическим переходам: на рисунке 3.5 (в) показана ситуация, соответствующая полному прохождению краевых каналов

через сужение, тогда как ситуация, показанная на рисунке 3.5 (д), — сильно-му обратному рассеянию. Этот топологический переход выражается в резком изменении магнетосопротивления при малом изменении магнитного поля при смене направления развёртки.

Топологический переход в образцах на основе гетероструктур со спейсерным слоем $d = 40$ нм и выражается в занулении продольного сопротивления, что свидетельствует о полном подавлении обратного рассеяния в сужении при уменьшении магнитного поля, и резком скачке от 0 до 10 кОм при увеличении магнитного поля. Резкое движение границы с малым изменением магнитного поля реализуется во всех образцах. Это проявляется в резком изменении сопротивления при измерении минорных петель.

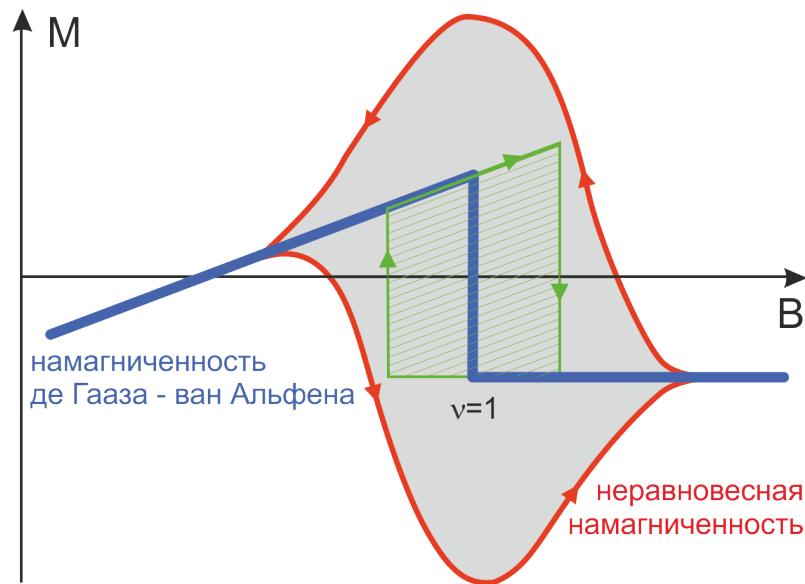


Рис. 3.7. Гистерезис намагниченности ДЭГ в режиме КЭХ (красная линия) на фоне осцилляций де Гааза - ван Альфена (синяя линия) демонстрирует антикоэрцитивное поведение, т.е. отклик опережает изменение внешнего магнитного поля. Петля, показанная зелёным цветом, демонстрирует запаздывающее (коэрцитивное) поведение.

Обнаруженное, неожиданное на первый взгляд, антикоэрцитивное поведение находится в соответствии с законом сохранения энергии. Рассмотрим поведение намагниченности ДЭГ в режиме КЭХ. На рисунке 3.7 показан типичный гистерезис намагниченности на фоне осцилляций де Гааза - ван Альфена при факторе заполнения $\nu = 1$ [2]. Отклик системы (намагниченность) также опере-

жает изменение внешнего воздействия (магнитное поле), как и в случае, обсуждаемом выше. Однако полная работа, производимая системой (серая область на рисунке 3.7), имеет отрицательное значение, что не противоречит закону сохранения энергии. Запаздывающее поведение отклика соответствовало бы положительной работе системы (заштрихованная область на рисунке 3.7) за один цикл развертки магнитного поля, что противоречило бы закону сохранения энергии.

3.3.4. Сравнение с ферромагнетиками

Сравним наблюдаемый гистерезис магнетосопротивления с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков. Как известно, ферромагнетизм имеет спиновую природу. В ферромагнетиках обменное взаимодействие приводит к выстраиванию спинов в одном направлении. Вместе с тем требование минимальности полной энергии системы приводит к ее разбиению на домены с противоположной ориентацией спинов. Изменение внешнего магнитного поля приводит к перевороту спинов в области доменных стенок, вызывая их «движение». Однако из-за беспорядка доменная структура обладает ригидностью: перестройка доменной структуры запаздывает по отношению к изменению внешнего магнитного поля, что и служит причиной ферромагнитного гистерезиса с положительной коэрцитивностью. В то время как малые изменения внешнего магнитного поля вызывают резкое движение границы несжимаемой электронной жидкости, приводя к наблюдаемому нами гистерезису с отрицательной коэрцитивностью.

Ранее было показано [5], что гистерезис магнетосопротивления ДЭГ подавляется температурой: амплитуда гистерезиса увеличивается с уменьшением температуры и выходит на насыщение при некотором значении температуры (~ 400 мК). Неравновесная намагниченность демонстрирует аналогичную температурную зависимость [76]. Стоит заметить, что намагниченность ферромагнетиков также подавляется температурой, хотя имеет другую функциональную зависимость, описываемую теорией ферромагнетизма Вейсса [85].

Заметим, что неравновесные токи в условиях КЭХ индуцируются разверт-

кой магнитного поля и в этом смысле могут считаться вихревыми токами, как их часто называют в литературе. Однако, при исследовании намагниченности ферромагнетиков влияние вихревых токов на форму петли гистерезиса можно устранить, уменьшая скорость развертки магнитного поля. В этом смысле эти токи зависят от времени ввиду конечного значения σ_{xx} . В ДЭГ в условиях КЭХ генерация неравновесных токов неизбежна при любых разумных скоростях развертки: как показывают наши результаты, времена релаксации значительно больше часа после остановки развертки. В работе [97] было показано, что неравновесные токи могут циркулировать несколько часов. Таким образом, пользуясь терминологией Бертотти [85], при обычных скоростях развертки релаксация неравновесных токов почти незаметна, и их можно считать независящими от времени.

3.4. Неравновесный химический потенциал в ДЭГ в режиме КЭХ

В этом параграфе приведены результаты измерений разности потенциалов между краевыми и объёмными состояниями в холловских мостиках, снабжённых как обычными внешними омическими контактами (расположенными вдоль периметра мостика), так и дополнительными внутренними омическими контактами (помещёнными внутрь мостиков). Измерения проводились при различных направлениях развертки магнитного поля в отсутствии каких-либо внешних источников токов и напряжений. Похожие измерения обсуждались в работе [3], однако исследуемые образцы имели форму дисков Корбино и не позволяли провести сравнительные измерения магнетосопротивления. Образцы, исследуемые в настоящем параграфе, позволяют проводить как обычные измерения магнетосопротивления, так и измерять разность потенциалов между краевыми и объёмными состояниями ДЭГ. Полученные результаты объясняются в рамках теории квазиупругих переходов между уровнями Ландау (QUILLS) [88], а также рас-

смотрен механизм внутриуровневых переходов.

Экспериментальные образцы были изготовлены на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и содержащих ДЭГ с электронной подвижностью $0,8 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и плотностью $(1,8 - 2,2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при температуре 4,2 К. Глубина залегания ДЭГ составляла 125 нм. Геометрия экспериментальных образцов задавалась методом оптической литографии. Образцы с размерами $3 \times 5 \text{ мм}^2$ имели топологию холловских мостиков (рисунок 3.8). Омические потенциометрические контакты располагались как вдоль края образца (внешние контакты 1 – 6), так и внутри образца (внутренние контакты 7, 8). Контакты к ДЭГ были созданы диффузией Ge, Ni и Au из плёнки толщиной 200 нм, напылённой на поверхность гетероструктуры, при температуре 420 °C.

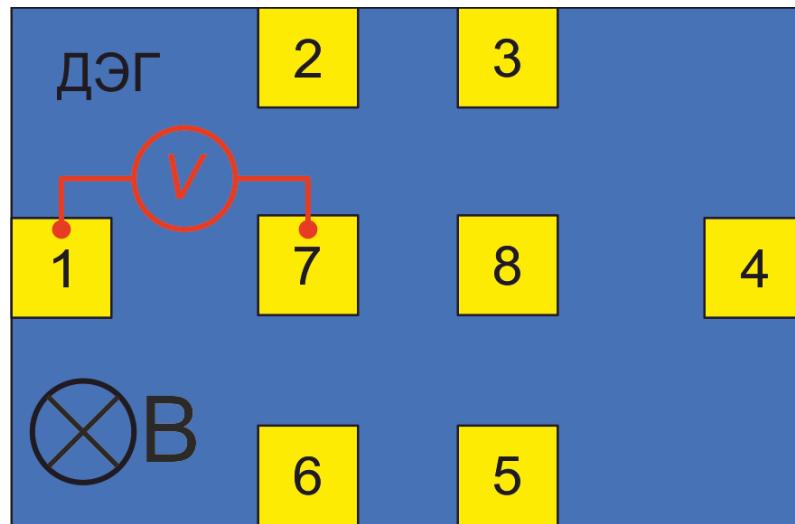


Рис. 3.8. Схематическое изображение экспериментальных образцов.

Измерения проводились в диапазоне температур от 0,5 до 4,2 К. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости ДЭГ и изменялось в диапазоне 0 – 11 Тл. Скорость разворотки магнитного поля варьировалась в диапазоне 0,01 – 0,04 Тл/с. Для изучения неравновесного состояния ДЭГ проводилось измерение напряжения между различными парами контактов вольтметром Keithley 2000 Multimeter с большим входным сопротивлением ($> 10 \text{ ГОм}$) при развертке магнитного поля без пропускания какого-либо тока через образец.

Измерения магнетосопротивления проводились методом синхронного детектирования в режиме линейного отклика на переменном токе амплитудой 10 нА с частотой 7 Гц.

На рисунке 3.9, а приведены результаты измерения магнетосопротивления ДЭГ при температурах 0, 5, 1, 3 и 4, 2 К. Продольное магнетосопротивление имеет зануления, а холловское — плато, вблизи целочисленных факторов заполнения, что подтверждает то, что ДЭГ находится в режиме целочисленного КЭХ. При этом магнетосопротивление, как продольное, так и холловское, не зависит от направления развёртки магнитного поля, т.е. не демонстрирует гистерезис.

Чтобы изучить неравновесное состояние ДЭГ, были измерены зависимости напряжения между различными парами контактов от магнитного поля. Напряжение между любой парой внешних контактов остаётся нулевым во всём диапазоне магнитных полей. В то же время, напряжение между внутренними и внешними контактами демонстрирует пики значительной амплитуды в узких интервалах магнитного поля вблизи целых факторов заполнения (рисунок 3.9 (б)). Кроме того, зависимость напряжения от магнитного поля в этих интервалах демонстрирует гистерезисное поведение по отношению к направлению развёртки магнитного поля. Наблюдаемый гистерезис не зависит от скорости развёртки в диапазоне от 0, 01 до 0, 04 Тл/с. Амплитуда гистерезиса имеет экспоненциальную зависимость от фактора заполнения (рисунок 3.10). Наиболее выраженный гистерезис наблюдается при факторе заполнения $\nu = 1$ при температуре 0, 5 К. Величина напряжения достигает $V_{up} \approx 50$ мВ при развертке магнитного поля вверх и $V_{down} \approx 150$ мВ при развертке магнитного поля вниз. Величина экспериментально наблюдаемых напряжений указывает на то, что разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом примерно в 5 – 15 раз превышает расстояние между уровнями Ландау ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ, где ω_c — циклотронная частота). Различие амплитудных значений напряжений V_{up} и V_{down} при разных направлениях развёртки может быть связано с обсуждавши-

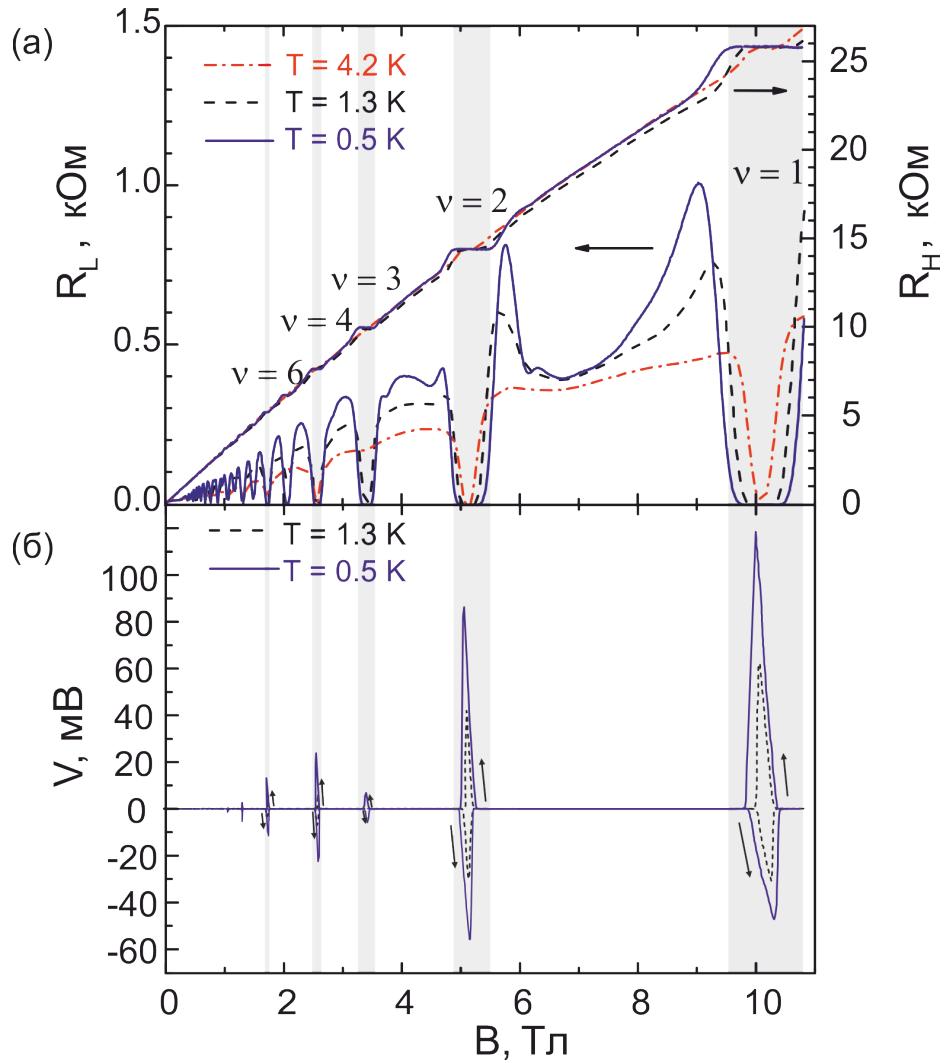


Рис. 3.9. (а) Продольное и холловское магнетосопротивление образца. (б) Зависимость напряжения между внутренним и внешним контактами от магнитного поля. На фоне плато холловского сопротивления, соответствующих целым чётным и нечётным факторам заполнения наблюдается гистерезис напряжения. Стрелками показано направление разворотки магнитного поля.

мися в параграфе 3.3 различиями в профиле электростатического потенциала на краю ДЭГ при разных направлениях разворотки магнитного поля. Другим фактором, обуславливающим разницу между V_{up} и V_{down} может быть различие периметров краевых состояний, прилегающих к внутреннему и внешним контактам, соответственно, т.е. различие периметра внутреннего контакта и периметра всего образца.

Зависимость напряжения от магнитного поля в области гистерезиса можно условно разделить на четыре практически линейных участка AB, BC, CD и

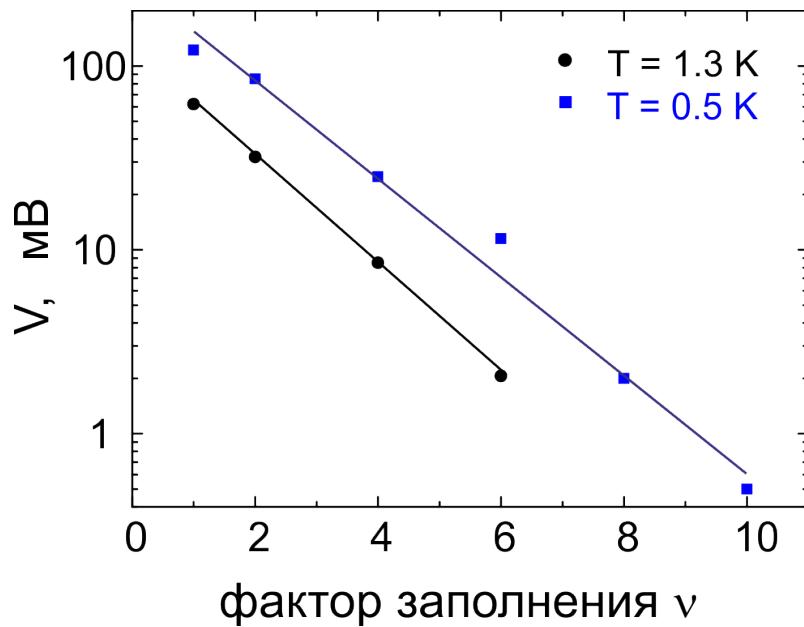


Рис. 3.10. Зависимость амплитуды гистерезиса от фактора заполнения.

ДА (рисунок 3.11). Линейность зависимости напряжения от магнитного поля объясняется тем, что заряд, перенесённый между краем и объёмом, пропорционален изменению магнитного потока [99]. В то же время наблюдается небольшая асимметричность гистерезиса относительно целых значений фактора заполнения, проявляющаяся в различии наклонов dV/dB слева (участок АВ на рисунке 3.11) и справа (участок ВС) от экстремума (точка В). Подобное поведение, как правило, объясняется наличием какой-либо электрической ёмкости — верхнего затвора [77], или специально присоединяемых между краем и объёмом ДЭГ ёмкостей [3]. При наличии такой дополнительной ёмкости, заряд перераспределяется не только из объёма на край ДЭГ, но также происходит зарядка дополнительной ёмкости. В этом случае напряжение определяется не только зарядом, перенесённым между краем и объёмом ДЭГ, но и зарядом, вытесненным на ёмкость. В нашем случае сигнал ограничивается паразитной ёмкостью измерительного прибора ($\sim 0,1 \text{ пФ}$) и ёмкостью кабелей, использующихся для измерений. В любом случае, измеряемое напряжение пропорционально разности электрохимических потенциалов между краевыми и объёмными состояниями ($V \propto \Delta\mu$) и отсутствие паразитной ёмкости привело бы к ещё большему измеряемому напряжению.

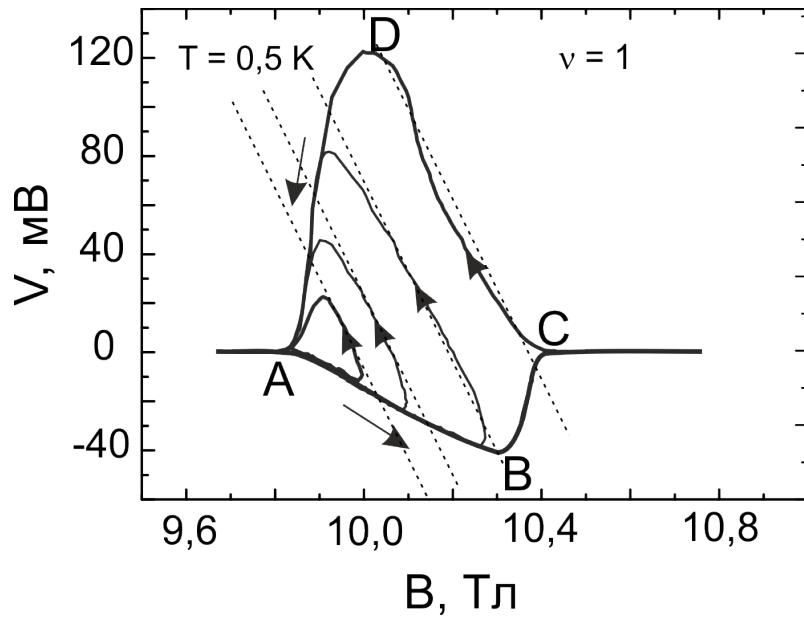


Рис. 3.11. Минорные петли гистерезиса напряжения.

Была изучена зависимость магнетосопротивления от предыстории развертки. Для этого развертка магнитного поля останавливалась в области гистерезиса и, затем, направление развертки изменялось на противоположное. Было обнаружено, что участки минорных петель, лежащие внутри гистерезисной петли и обозначенные штриховыми линиями (рисунок 3.11), имеют равные наклоны dV/dB , которые совпадают с наклоном участка CD предельной петли, соответствующего такому же направлению развертки. Что касается остальных участков минорных гистерезисных петель, они полностью совпадают с соответствующими участками предельной петли ABCD. Наклон кривой на выходе из гистерезиса ограничивается пробоем КЭХ. По всей видимости, в ДЭГ в режиме КЭХ происходит два конкурирующих процесса: с одной стороны, развертка магнитного поля перераспределяет заряд между краем и объёмом, создавая критическое поле пробоя КЭХ [88] между краем и объёмом, с другой стороны, неравновесный заряд релаксирует, благодаря, наличию этого критического поля на краю.

Наличие напряжения между внутренними и внешними контактами в узких диапазонах магнитных полей, соответствующих режиму КЭХ, явно указывает на неравновесие между краевыми и объёмными состояниями в ДЭГ.

Величина возникающего напряжения свидетельствует о значительной разности электрохимических потенциалов между краем и объёмом, в несколько раз превышающей расстояние между уровнями Ландау. В то же время знак напряжения говорит об обеднении края ДЭГ при увеличении магнитного поля и его перезаполнении при уменьшении магнитного поля. Этот экспериментальный результат находится в соответствии с результатами, полученными в работе [3], а также предсказаниями микроскопической модели неравновесия, изложенной в параграфе 3.3.

3.4.1. Межуровневые переходы

Механизмом, ограничивающим неравновесие, по-видимому, является пребой КЭХ, сопровождающийся переходами между заполненным и пустым уровнем Ландау на краю образца. Следует учесть, что при изменении фактора заполнения происходит значительное перераспределение электронов между уровнями Ландау. Например, переход от фактора заполнения $\nu = 1$ к фактору заполнения $\nu = 2$ сопровождается переходом половины всех электронов ДЭГ ($\sim 10^7$ электронов) с первого на второй уровень Ландау. Достаточно большая циклотронная щель ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ при $\nu = 1$) затрудняет прямые переходы электронов между объёмными состояниями на разных уровнях Ландау при низких температурах ($k_B T \sim 0,36$ мэВ при $T = 4,2$ К). Поэтому переходы между уровнями Ландау, по-видимому, происходят через краевые состояния.

Теория квазиупругих переходов между уровнями Ландау (QUILLS), сопровождающихся передачей энергии и импульса фононам, была построена в работе [88], где было найдено, что критическое поле пробоя имеет характерную величину $\hbar\omega_c/el_B$, где e — элементарный заряд, l_B — магнитная длина, которая составляет несколько десятков нанометров. Учитывая экспериментальный факт, что электрическое поле между краем и объёмом ДЭГ возникает лишь в узкой области вдоль края шириной $W_0 \sim 0,5 - 1$ мкм (получены в работе [4] и в параграфе 3.2), и умножив эту ширину на характерную величину критическо-

го поля и заряд электрона, получим разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu \approx (W_0/l_B) \cdot \hbar\omega_c = (10-20)\hbar\omega_c$, что хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемым неравновесием.

3.4.2. Внутриуровневые переходы

После межуровневого перехода неравновесного электрона происходит его «термализация» за счёт внутриуровневых переходов с краевых состояний в объём ДЭГ (рисунок 3.12) и сопровождается передачей энергии и импульса фононной подсистеме. Смещение электрона поперёк края на величину Δx приводит к изменению компоненты импульса электрона вдоль края $\hbar\Delta q_y$ на величину:

$$\hbar\Delta q_y = \hbar\Delta x/l_B^2 = eB\Delta x, \quad (3.2)$$

где l_B — магнитная длина. Этот импульс передаётся фонону, закон дисперсии которого определяется соотношением:

$$\Delta E = \hbar s \Delta q_y, \quad (3.3)$$

где s — скорость звука.

Подставляя сюда выражение 3.2, получим зависимость энергии электрона от координаты на краю ДЭГ:

$$\Delta E = \omega_c m^* s \Delta x, \quad (3.4)$$

где m^* — эффективная масса, ω_c — циклотронная частота.

Учитывая, что электрическое поле между краем и объёмом ДЭГ возникает лишь в узкой области вдоль края шириной ~ 1 мкм и подставив это значение в уравнение 3.4, получим ещё одну численную оценку величины дисбаланса электрохимических потенциалов края и объёма ДЭГ, которая также составляет несколько $\hbar\omega_c$:

$$\Delta\mu = \frac{m^*s}{\hbar} \Delta x \cdot \hbar\omega_c \cong 3\hbar\omega_c. \quad (3.5)$$

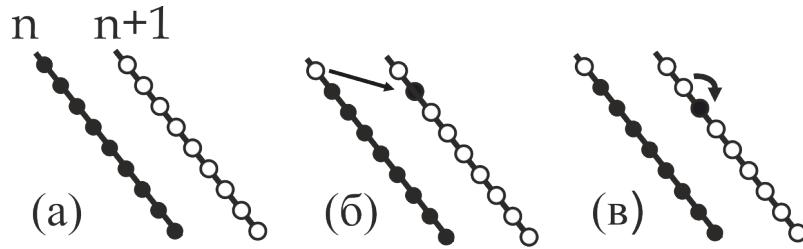


Рис. 3.12. Схематическое изображение перехода неравновесного электрона между уровнями Ландау на краю и последующей его «термализации» в объём ДЭГ.

Изменение магнитного потока в режиме КЭХ изменяет плотность состояний на уровнях Ландау, что в свою очередь приводит к переносу заряда между краем и объёмом ДЭГ. Учитывая, что число краевых состояний значительно меньше числа объёмных состояний, даже незначительное перераспределение заряда между краевыми и объёмными состояниями приводит к значительному неравенству электрохимических потенциалов края и объёма ДЭГ. Неравновесное перераспределение электронов внутри уровня Ландау, по-видимому, прекращается при достижении критического поля пробоя КЭХ на краю образца (модель межуровневых переходов, см. параграф 3.4.1). Кроме этого, на краю устанавливается электрическое поле необходимое для «термализации» неравновесных краевых электронов (модель внутриуровневых переходов, см. параграф 3.4.2). Рассмотренные модели межуровневых и внутриуровневых переходов подтверждают качественные соображения и дают оценку разности электрохимических потенциалов между краем и объёмом $\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$, что хорошо согласуется с результатами эксперимента.

3.5. Выводы

Было показано, что развёртка магнитного поля в режиме КЭХ приводит к значительным изменениям электростатического потенциала в объёме по от-

ношению к краю образца за счёт перераспределения заряда в образце. Такое перераспределение приводит к возникновению гигантских токов намагниченности, текущих вдоль края образца, а также топологическим переходам в ДЭГ с микросужением, которые, в свою очередь, приводят к изменению его магнетосопротивления.

Гистерезис магнетосопротивления ДЭГ в режиме КЭХ имеет значительное феноменологическое сходство с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков, демонстрируя мультистабильность, прыжки релаксации и наличие ангистерезисной кривой. Вместе с тем мы обнаружили кардинальное отличие, выражющееся в антикоэрцитивном поведении гистерезиса магнетосопротивления.

Было экспериментально показано, что неравновесные токи сосредоточены в узкой области шириной $\sim 0,5$ мкм вблизи края.

Проведены прямые измерения разности электрохимических потенциалов между различными парами контактов в холловских мостиках, снабжённых дополнительными внутренними контактами, вожжёными в объём ДЭГ, как функции магнитного поля. Полученные результаты указывают на то, что неравновесное состояние ДЭГ состоит в отсутствии равновесия между краем и объёмом ДЭГ и проявляется себя в разности электрохимических потенциалов между контактами, вожжёными в край и в объём ДЭГ. Наблюдаемая в эксперименте разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом ДЭГ имеет огромную величину (150 мэВ), что в десятки раз превышает расстояние между уровнями Ландау ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ). Напряжение между краем и объёмом возникает в магнитных полях, соответствующих холловским плато, и меняет знак при изменении развёртки магнитного поля, т.е. обнаруживает гистерезисное поведение. В то же время, дополнительные измерения магнетосопротивления показали, что при этом наблюдается типичное для КЭХ поведение магнетосопротивления, а области возникновения разности потенциалов находятся строго в центрах плато холловского магнетосопротивления.

Появление разности потенциалов между внутренними и внешними контак-

тами, по-видимому, является следствием неравенства электрохимических потенциалов между краевыми и объёмными состояниями, возникающим в ДЭГ в режиме КЭХ в результате неравновесного перераспределения заряда между краевыми и объёмными состояниями. Предложенная физическая картина, предполагающая сильное ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$) неравновесие между краевыми и объёмными состояниями, существенно дополняет общепринятую картину КЭХ, а также позволяет объяснить ряд гистерезисных явлений, таких как гистерезисы намагниченности и магнетосопротивления, наблюдающихся в режиме КЭХ.

Глава 4

Электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах

В данной главе сообщается о наблюдении эффекта электрической спино-вой поляризации в подвешенных, т.е. оторванных от высокодиэлектрической подложки, квантовых точечных контактах (КТК). Данного эффекта проявляется в эксперименте как появление дополнительного к целочисленным полуцелого плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ при асимметрично смещённых боковых затворах в нулевом магнитном поле. Появление плато $0,5 \times 2e^2/h$, по-видимому, связано со снятием спинового вырождения за счёт латерального спин-орбитального взаимодействия, обусловленного электрическим полем, возникающим в результате приложения асимметричного напряжения ΔV_G между боковыми затворами.

Результаты, представленные в данной главе, опубликованы в статье [A1] и тезисах докладов [A7–A10].

4.1. Спектроскопия одномерных подзон

Кондактанс КТК изучался как функция напряжений на боковых затворах и напряжения исток-сток. Все измерения проводились сначала на неподвешенных КТК, после чего КТК подвешивались, и все измерения повторялись уже на подвешенных образцах. Сначала на затворы прикладывались симметричные напряжения $V_G = V_{G1} = V_{G2}$, т.е. $\Delta V_G = 0$ и эти затворные напряжения синхронно изменялись в процессе измерения кондактанса. При симметричных напряжениях на боковых затворах кондактанс КТК как функция V_G демонстрирует целочисленное квантование в единицах $2e^2/h$. При этом дробных плато квантования не наблюдается.

На рисунке 4.1 приведён график зависимости кондактанса подвешенного КТК, как функции полусуммы затворных напряжений $(V_{G2} + V_{G1})/2$ при температуре $T = 4,2$ К. Различные кривые соответствуют разным значениям напряжения исток-сток V_{SD} , изменяющимся в диапазоне значений от -30 мВ до 22 мВ с шагом $0,6$ мВ.

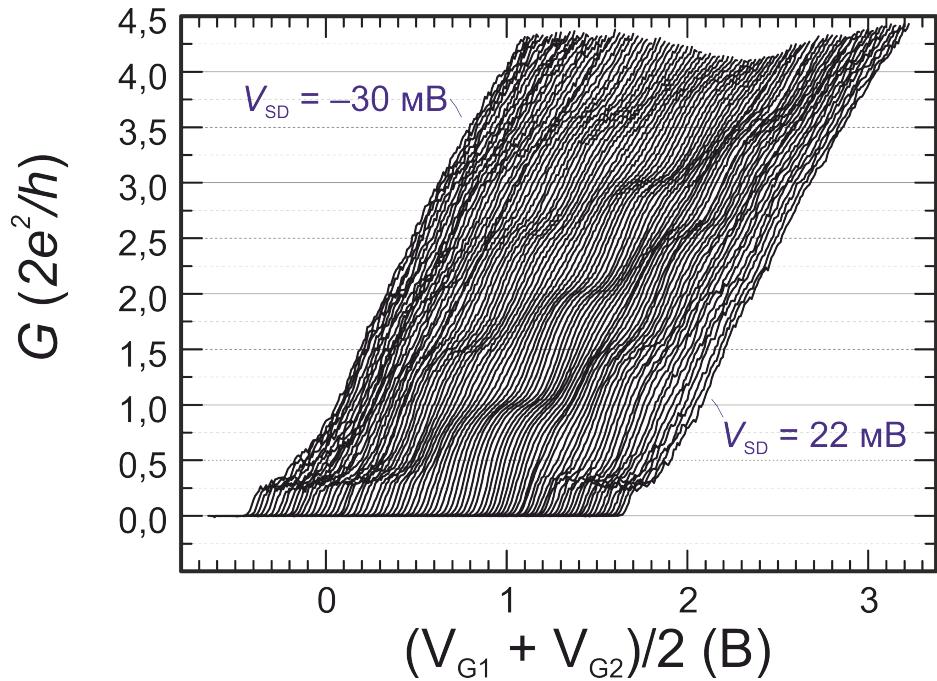


Рис. 4.1. Кондактанс симметрично смещённого ($\Delta V_G = 0$) подвешенного КТК G как функция полусуммы затворных напряжений $(V_{G2} + V_{G1})/2$. Разные кривые соответствуют разным напряжениям исток-сток V_{SD} . Чтобы кривые на графике не накладывались друг на друга, они сдвинуты в горизонтальном направлении.

Полученную зависимость можно построить в форме двумерного графика (рисунок 4.2), на котором по горизонтальной оси отложена полусумма затворных напряжений $(V_{G2} + V_{G1})/2$, а по вертикальной — напряжение исток-сток V_{SD} , а оттенками серого цвета показан *транскондактанс* — производная кондактанса по затворному напряжению dG/dV_G . Тёмные области соответствуют плато квантования, а светлые — переходам между ними. Приведённый на рисунке 4.2 двумерный график представляет собой почти «классическую» картину зависимости кондактанса КТК от напряжения исток-сток. Каждой тёмной области, отмеченной цифрами, на этом графике можно сопоставить соответствующую

картину заполнения одномерных подзон. Все особенности этого графика прекрасно описываются в рамках модели одномерного электронного волновода, за исключением областей, соответствующих плато квантования кондактанса $0,25 \times 2e^2/h$. Модель одномерного электронного волновода смогла бы объяснить появление плато $0,25 \times 2e^2/h$, если дополнительно предположить, что нижняя одномерная подзона расщеплена по спину. В этих областях можно было бы ожидать плато $0,5 \times 2e^2/h$, однако в большинстве экспериментов вместо него наблюдается плато $0,25 \times 2e^2/h$ [20–23, 25, 100]. Причина её появления до сих пор обсуждается, однако в работе [20] была продемонстрирована её нечувствительность к магнитному полю, что скорее указывает на её спиновое происхождение.

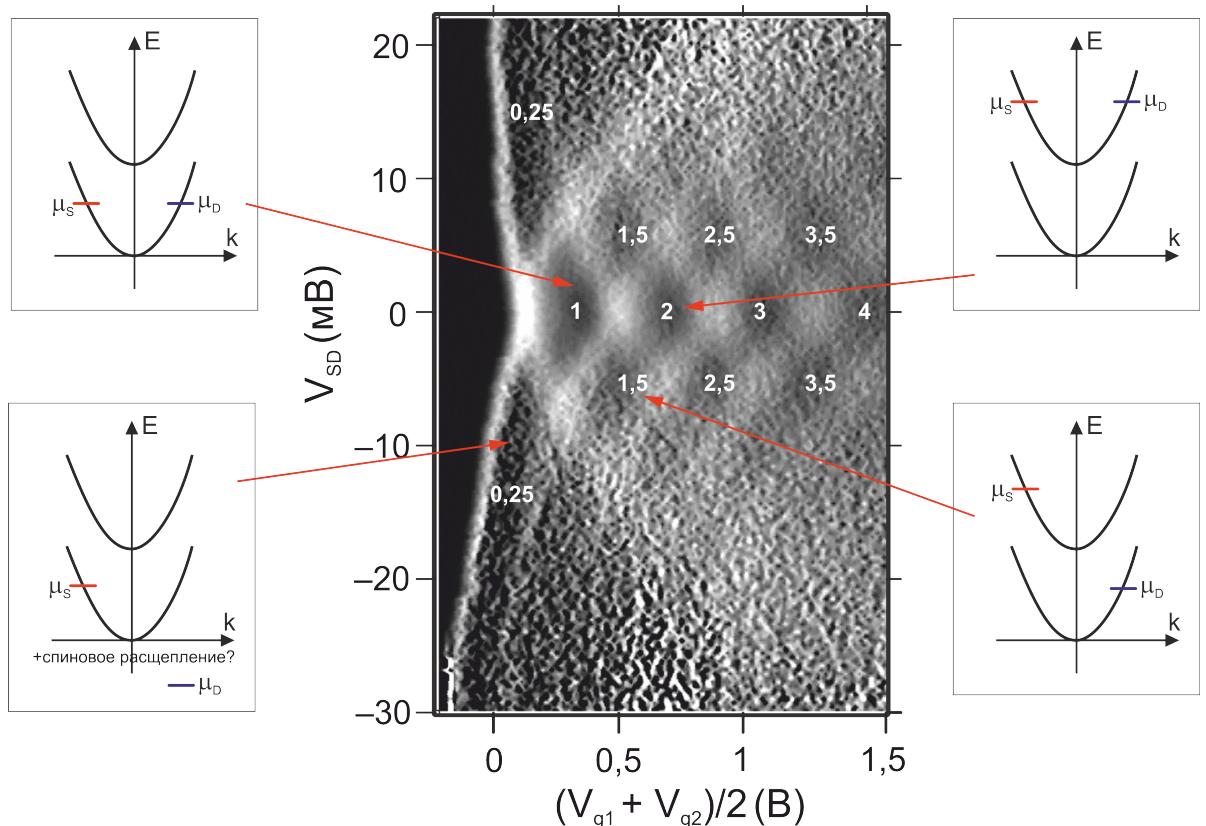


Рис. 4.2. Транскондактанс dG/dV_G симметрично смещённого ($\Delta V_G = 0$) подвешенного КТК как функция полусуммы затворных напряжений $(V_{g1} + V_{g2})/2$ и напряжения исток-сток V_{SD} . Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифры на графиках показывают величину кондактанса в единицах $2e^2/h$.

На рисунке 4.3 представлены двумерные графики зависимости транскондак-

танса dG/dV_G от напряжения исток-сток V_{SD} и симметрично приложенных напряжений V_G до (рисунок 4.3 (а)) и после (рисунок 4.3 (б)) подвешивания. В обоих случаях наблюдается «классическая» картина для подобных измерений. Целочисленные плато квантования кондактанса сменяются полуцелыми при увеличении модуля V_{SD} , а при дальнейшем увеличении напряжения сток-исток наблюдается спин-расщеплённое плато $0,25 \times 2e^2/h$ [20]. Плато, т.е. области где транскондактанс равен нулю, соответствуют тёмным областям и представляют собой ромбы. Размер ромбов по V_{SD} (вертикальный размер на рисунке) определяется шириной щели между одномерными подзонами. Сравнивая размеры ромбов для плато квантования $1G_0$ до и после подвешивания, можно сделать вывод об увеличении щели между одномерными подзонами в подвешенном КТК по сравнению с неподвешенным примерно в 1,7 раза, с 7 мэВ до 12 мэВ. Этот результат качественно согласуется с измерениями, сделанными в работе [68]. Возможная причина увеличения щели между подзонами может быть связана с усилением электрон-электронного (e - e) взаимодействия, которое, как известно, уменьшает плотность состояний в одномерном случае. Данные для КТК с меньшей шириной между подзонами (до подвешивания) были измерены при температуре 1,6 К (рисунок 4.3 (а)), данные для КТК с большей шириной между подзонами (после подвешивания) были измерены при температуре 4,2 К (рисунок 4.3 (б)). Помимо изменения вертикального размера ромба, изменились и горизонтальные размеры ромбов, примерно в 4 раза. Это можно объяснить изменениями взаимной ёмкости между боковым затвором и каналом проводимости КТК, произошедшими по причине их отделения от высокодиэлектрической подложки ($\epsilon_{GaAs} \approx 13$).

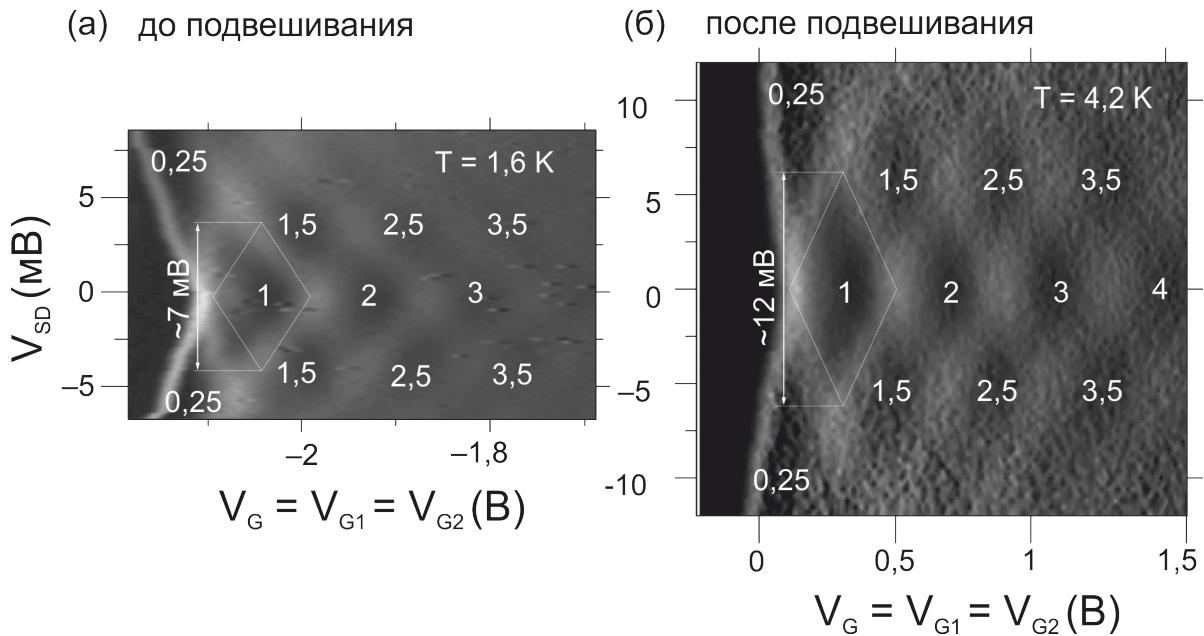


Рис. 4.3. Транскондактанс dG/dV_G симметрично смещённого ($\Delta V_G = 0$) как функция полусуммы затворных напряжений $(V_{G2} + V_{G1})/2$ и напряжения исток-сток V_{SD} КТК (а) до и (б) после подвешивания. Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифры на графиках показывают величину кондактанса в единицах $2e^2/h$.

4.2. Кондактанс квантовых точечных контактов, помещённых в поперечное латеральное электрическое поле

Кондактанс КТК был изучен как функция двух независимых напряжений на боковых затворах. Для этой цели фиксировалась некоторая разность напряжений между боковыми затворами, и измерялся кондактанса КТК как функция суммы затворных напряжений. Путём приложения асимметричного напряжения $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$ между боковыми затворами создавалось латеральное электрическое поле в канале КТК.

На рисунке 4.4 представлены графики зависимости кондактанса dG/dV_G как функции суммы $(V_{G2} + V_{G1})$ до (рисунок 4.4 (а)) и после (рисунок 4.4 (б)) подвешивания. Разные кривые соответствуют разным значениям ΔV_G , изменяющимся в диапазоне от 0 до 8 В с шагом 2 В. Приложение асимметричного напряжения на боковые затворы $\Delta V_G \neq 0$ приводит к появлению аномального

плато квантования $0,5 \times 2e^2/h$ в подвешенном КТК. В то же время в образце до подвешивания, аномальных (нечелых) плато квантования кондактанса не наблюдалось.

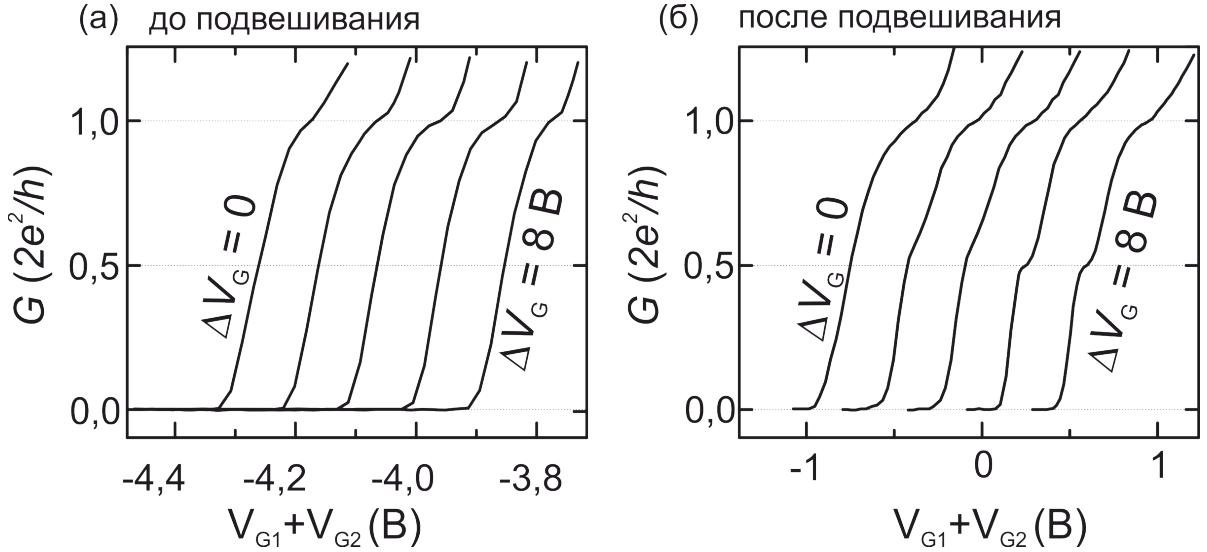


Рис. 4.4. Кондактанс КТК G как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$ (а) до и (б) после подвешивания. Разные кривые соответствуют разным значениям ΔV_G , изменяющимся в диапазоне от 0 до 8 В с шагом 2 В. Кривые, соответствующие разным напряжениям ΔV_G , намеренно сдвинуты в горизонтальном направлении.

Наконец, при фиксированной разности напряжений между боковыми затворами $\Delta V_G = 8$ В, был изучен транскондактанс dG/dV_G подвешенного КТК как функцию суммы напряжений на затворах $V_{G2} + V_{G1}$ и напряжения исток-сток V_{SD} (рисунок 4.5). На представленном двумерном графике отчётливо видны дополнительные по сравнению с рисунком 4.3 (б) области квантования кондактанса, соответствующие дробным плато $0,5 \times 2e^2/h$ и $0,7 \times 2e^2/h$. При данном ΔV_G плато $0,5 \times 2e^2/h$ наблюдается при $V_{SD} = 0$, тогда как плато квантования $0,7 \times 2e^2/h$ появляется лишь при некотором $V_{SD} \approx \pm 3$ мВ.

Похожий на приведенный на рисунок 4.5 (а) двумерный график наблюдали в статье [20] (рисунок 4.6), однако, там он был получен в магнитном поле 12 Тл, при котором, очевидно, спиновое вырождение снимается и отчётливо наблюдается спин-расщеплённое полуцелое плато квантования при $V_{SD} = 0$. Следует заметить, что в магнитном поле также наблюдается плато $0,7 \times 2e^2/h$

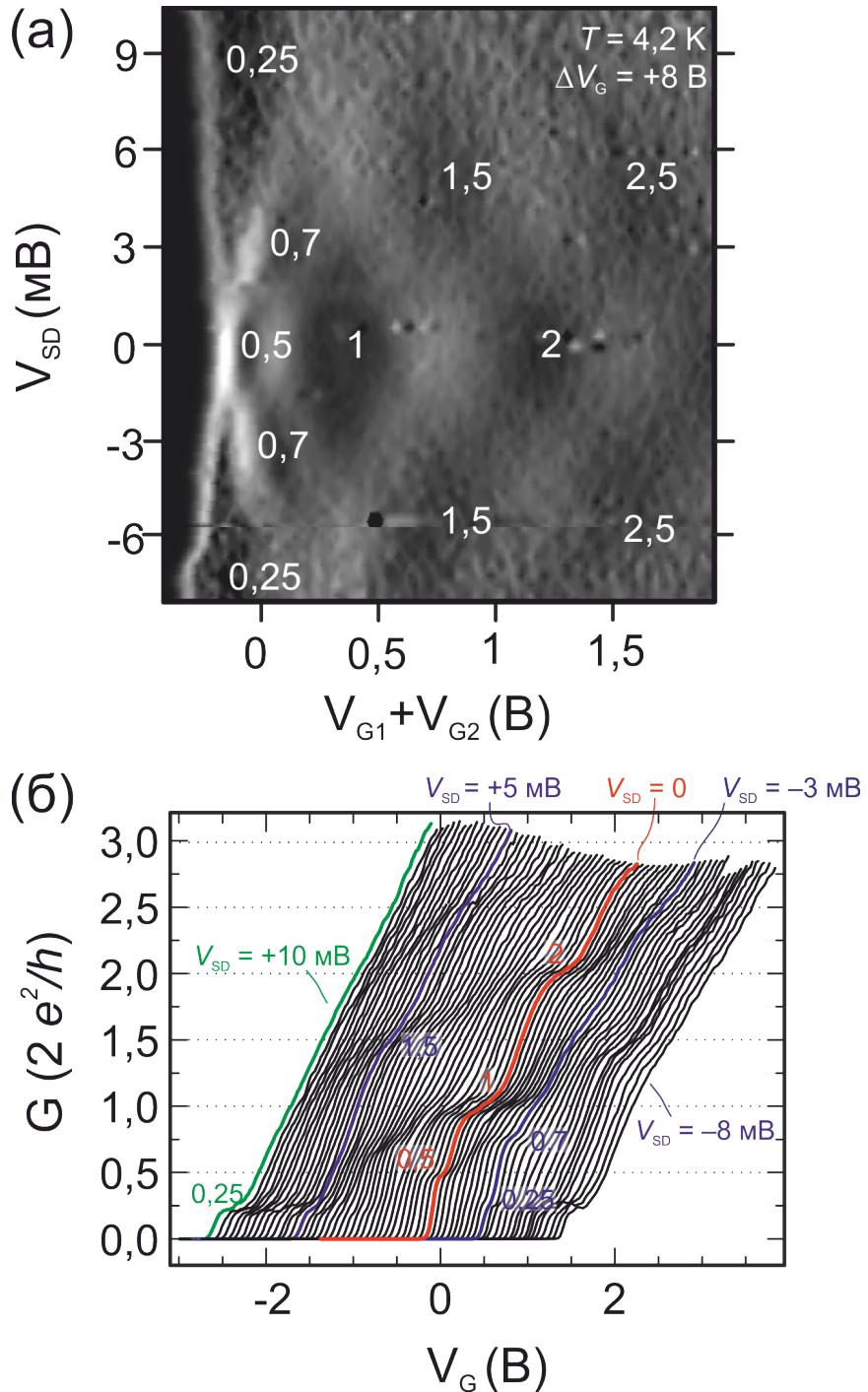


Рис. 4.5. (а) Транскондактанс dG/dV_G асимметрично смещённого подвешенного КТК при $\Delta V_G = 8$ В как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$ и напряжения исток-сток V_{SD} . Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифры на графиках показывают величину кондактанса в единицах $2e^2/h$. (б) Кондактанс G асимметрично смещённого подвешенного КТК при $\Delta V_G = 8$ В как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$. Разные кривые соответствуют разным напряжениям исток-сток V_{SD} . Чтобы кривые не накладывались друг на друга, они сдвинуты в горизонтальном направлении. (в) Выделенные кривые при $V_{SD} = -3, 0, +5$ и $+10$ В.

при $V_{SD} \neq 0$. Аналогичность полученных нами результатов измерений в латеральном электрическом поле и результатов, полученных в сильном магнитном поле в статье [20], где спиновая природа эффекта очевидна, указывает на то, что мы также наблюдаем спиновую поляризацию, обусловленную, однако, не эффектом Зеемана в магнитном поле, а эффектом латерального спин-орбитального взаимодействия.

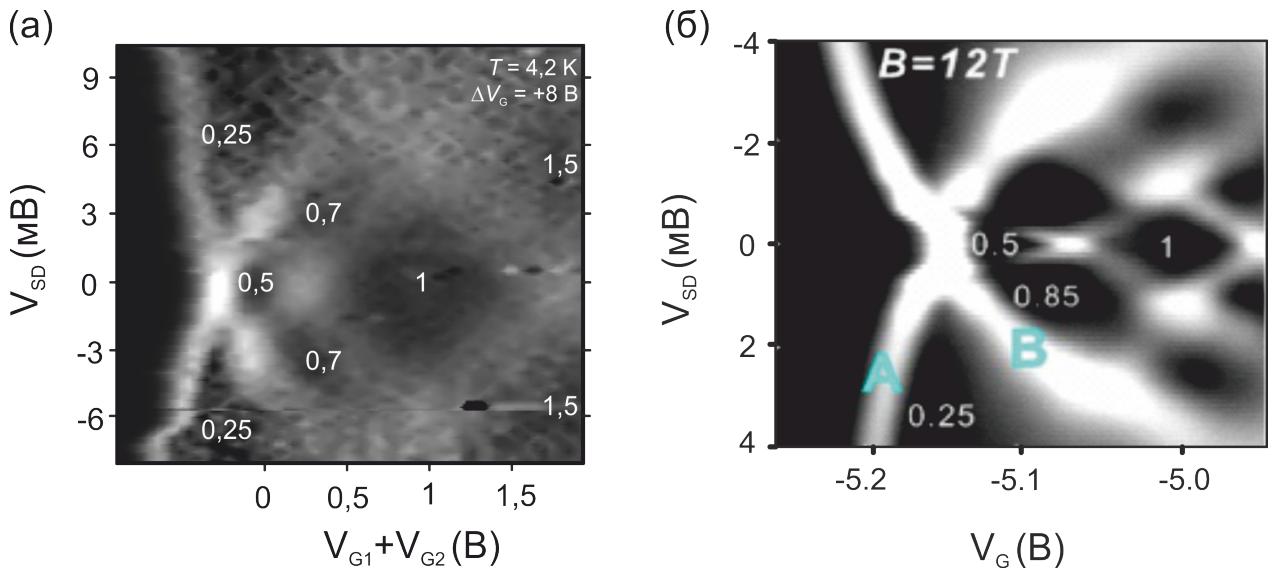


Рис. 4.6. (а) Трансكونдактанс dG/dV_G асимметрично смещённого подвешенного КТК при $\Delta V_G = 8$ В как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$ и напряжения исток-сток V_{SD} . (б) Рисунок взят из статьи [20]. Трансكونдактанс dG/dV_G КТК в магнитном поле 12 Тл. Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифры на графиках показывают величину кондактанса в единицах $2e^2/h$.

Наблюдение спиновой поляризации, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием, в подвешенных КТК стало возможным, по-видимому, благодаря двум особенностям подвешенных КТК по сравнению с их неподвешенными аналогами: (1) усиленное e - e взаимодействие и (2) большая величина латерального электрического поля в канале КТК при тех же значениях ΔV_G . Обе эти особенности можно объяснить отделением канала КТК от высокодиэлектрической подложки и запиранием силовых линий электрического поля внутри подвешенной мембранны с высокой диэлектрической константой ($\epsilon \approx 13$ для GaAs) (аналогично тому как линии магнитного поля оказыва-

ются зажатыми внутри магнитопровода с высокой магнитной проницаемостью по сравнению с окружающей средой). Усиление e - e взаимодействия обусловлено удалением части поляризующейся среды, ослабляющей e - e взаимодействие, из-под канала КТК. Большой величине латерального электрического поля в канале КТК также, вероятно, способствует наличие узких перемычек, соединяющих боковые затворы с каналом проводимости КТК, выступающих в роли «полупроводов».

4.3. Выводы

Таким образом, было экспериментально продемонстрировано появление плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ в КТК на основе GaAs при $T = 4,2$ К в отсутствие внешнего приложенного магнитного поля. Важно отметить, что, во-первых, плато $0,5 \times 2e^2/h$ наблюдается только при асимметричном смещении $\Delta V_G \neq 0$, приводящем к латеральному электрическому полю в канале КТК. Во-вторых, измеренная зависимость $G(V_{SD}, V_G)$ очень похожа на аналогичную зависимость, полученную в сильном магнитном поле в статье [20], где спиновая природа эффекта не вызывает сомнений. Появление $0,5 \times 2e^2/h$ особенности кондактанса вероятно связано со спиновой поляризацией, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием. В-третьих, полуцелое плато наблюдалось только в подвешенном КТК. Наблюдение спиновой поляризации в подвешенных КТК, по-видимому, стало возможно, благодаря усиленному e - e взаимодействию и эффекту «полупроводника».

Заключение

Основные результаты и выводы

1. Магнетосопротивление микросужения в двумерном электронном газе, ширина которого меньше критической $W_0 \sim 1,3$ мкм, демонстрирует гистерезис по отношению к направлению развёртки магнитного поля вблизи целых факторов заполнения. Зависимость площади петли гистерезиса S магнетосопротивления от ширины микросужения W подчиняется линейному закону $S/S_0 = 1 - W/W_0$. Наличие критической ширины указывает на краевую природу эффекта. Неравновесие разыгрывается в узкой области шириной $\sim 0,5$ мкм вдоль края двумерного электронного газа.
2. Гистерезис магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла имеет значительное феноменологическое сходство с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков, демонстрируя мультистабильность, наличие ангистерезисной кривой, прыжки релаксации и независимость от скорости развёртки магнитного поля. Вместе с тем, имеется кардинальное отличие, выражющееся в «антикоэрцитивном» поведении гистерезиса магнетосопротивления. Релаксация неравновесного магнетосопротивления имеет две фазы релаксации: быструю экспоненциальную начальную фазу с характерным временем релаксации 2,4 с и последующую медленную, для которой характерны прыжки релаксации, наблюдающиеся одновременно в сопротивлении двух удалённых микросужений, помещённых в один бассейн двумерного электронного газа.
3. Развёртка магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла приводит к значительным изменениям электростатического потенциала в объёме двумерного электронного газа по отношению к потенциалу на его краю за счёт перераспределения зарядов в образце. Такое перераспределение приводит к возникновению гигантских токов намагниченности, текущих вдоль края образца, а также топологическим переходам в двумерном электронном газе с микросуже-

нием, которые, в свою очередь, приводят к изменению его магнетосопротивления. Появление разности потенциалов между контактами, помещёнными в объём и на край двумерного электронного газа, является следствием неравенства электрохимических потенциалов между краевыми и объёмными состояниями, возникающего в результате неравновесного перераспределения зарядов между краевыми и объёмными состояниями. Разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом может значительно превышать расстояние между уровнями Ландау ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$). Предложенная физическая картина, предлагающая сильное неравновесие между краевыми и объёмными состояниями, существенно дополняет общепринятую картину квантового эффекта Холла и позволяет объяснить ряд гистерезисных явлений, таких как гистерезисы намагниченности и магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла.

4. Приложение асимметричного напряжения (разности потенциалов) между боковыми затворами к подвешенному квантовому точечному контакту, изготовленному на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, приводит к появлению дополнительного к целочисленным полученного плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$, где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, в отсутствие внешнего магнитного поля. Аналогичный эффект в неподвешенных квантовых точечных контактах не наблюдается.

5. Появление дополнительного плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ связано со спиновым расщеплением, возникающим благодаря латеральному спин-орбитальному взаимодействию, обусловленному латеральным электрическим полем в канале подвешенного квантового точечного контакта, а также электрон-электронному взаимодействию. Наблюдение спиновой поляризации в подвешенных квантовых точечных контактах стало возможно благодаря двум особенностям подвешенных КТК по сравнению с их неподвешенными аналогами: (а) усиленное электрон-электронное взаимодействие и (б) большая величина латерального электрического поля в канале при тех же значениях напряжения между боковыми затворами за счёт эффекта «полупровода».

Благодарности

Автор выражает искреннюю признательность за чуткое руководство научному руководителю Артуру Григорьевичу Погосову, благодарит за сотрудничество коллектив научной группы изучения квантового транспорта в низкоразмерных системах (М. В. Буданцева, Е. Ю. Жданова, А. А. Шевырина), коллектив лаборатории №24 ИФП СО РАН, и лично ее руководителя чл.-корр. РАН Анатолия Васильевича Двуреченского — за помощь и комфортные условия для выполнения работы. Автор выражает искреннюю признательность всем преподавателям Кафедры физики полупроводников Физического факультета НГУ за ценные лекции и семинары. Автор также выражает благодарность тем, кто принимал участие в изготовлении экспериментальных образцов и без кого выполнение этой работы было бы невозможно: А. К. Бакарову, А. А. Шкляеву, Н. И. Морозовой, А. И. Торопову, Н. А. Шалыгиной, Д. А. Насимову, Е. Е. Родякиной, Ф. Н. Дульцеву, М. М. Качановой, А. С. Медведеву, Н. А. Валишевой, Н. Р. Вициной. Также автор благодарит за ценные дискуссии и обсуждение результатов М. В. Энтина, Л. С. Брагинского, А. В. Ненашева, В. А. Ткаченко, В. Т. Долгополова, К. фон Клитцинга.

Публикации по теме диссертации

Статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК и индексируемые международными системами цитирования:

[A1] **D. A. Pokhabov**, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev. Lateral-electric-field-induced spin polarization in a suspended GaAs quantum point contact // Applied Physics Letters. – 2018. Vol. 112, No. 8. – P. 082102.

[A2] М. В. Буданцев, **Д. А. Похабов**, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов. Гистерезисные явления в ДЭГ в режиме квантового эффекта Холла, исследованные в транспортном эксперименте, ФТП 48, 1458 – 1567 (2014). // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т.48, №11. – СС. 1458–1567.

[A3] **Д. А. Похабов**, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, №8. – СС. 1070–1074.

[A4] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, **D.A. Pokhabov**, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Nonequilibrium currents in the quantum Hall effect regime spatially resolved by transport experiment // Journal of Physics: Conference Series. – 2013. – Vol. 456. – P. 012005.

[A5] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, **D. A. Pokhabov**, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov and J. C. Portal, Inverted hysteresis of magnetoresistance of a 2DEG at integer filling factors, Physics of Semiconductors. – 2011. – Vol. 1399. – P. 601–602.

Главы в монографиях:

[A6] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. A. Shevyrin, E. Yu. Zhdanov, **D. A. Pokhabov**. Electron Transport: From Nanostructures to Nanoelectromechanical

Systems. // Advances in Semiconductor Nanostructures: Growth, Characterization, Properties and Applications. – Elsevier, 2017. – PP. 101–129.

Тезисы докладов и труды конференций:

[A7] **D. A. Pokhabov**, A.G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev, All-electric GaAs quantum point contact spin-polarizer, III International Conference «Spin physics, spin chemistry and spin technology» (SPCT-2018). Новосибирск, 10 – 15 сентября 2018. P. 71.

[A8] N. P. Stepina, **D. A. Pokhabov**, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev. Bias-induced spin polarization in suspended GaAs quantum point contacts. // 34th International Conference on the Physics of Semiconductors. Монпелье, Франция. 29 июля – 3 августа 2018. P. 55.

[A9] **D. A. Pokhabov**, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev. Electrically controlled spin polarization in suspended GaAs quantum point contacts. // 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2018». Санкт-Петербург, 3–4 апреля 2018. РР. 463–464.

[A10] А. Г. Погосов, **Д. А. Похабов**, А. А. Шевырин, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. А. Шкляев, М. В. Степаненко, Е. В. Шестериков. Подвешенные квантовые точечные контакты с усиленным электрон-электронным взаимодействием. // Тезисы XIII Российской конференции по физике полупроводников, РКФП-2018. Екатеринбург, 2–6 октября 2017. С. 248.

[A11] **Д. А. Похабов**, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов. Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла. // Тезисы докладов «XXI Уральской международной зимней школы по физике полупроводников». Екатеринбург, 15–20 февраля 2016. С. 138.

[A12] **D. A. Pokhabov**, A.G. Pogosov, M. V. Budantsev, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Imbalance of the chemical potential in a 2DEG in

the quantum Hall effect regime. // The 3rd International Conference «Mesoscopic Structures: Fundamental and Applications — MSFA-2015». Новосибирск, 22–26 июня 2015. P. 23.

[A13] **Д. А. Покхабов**, М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов. Пространственное распределение неравновесных токов в режиме квантового эффекта Холла. // Тезисы XI Российской конференции по физике полупроводников, РКФП-2013. Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013. С. 262.

[A14] **D. A. Pokhabov**, M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Nanowires as an effective tool of studying nonequilibrium currents of magnetization in two-dimensional electron system in quantum Hall effect regime. // The 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies. Новосибирск, 3–6 июня 2013. P. 68.

[A15] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, **D. A. Pokhabov**, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. I. Toropov. Non-equilibrium currents in the quantum Hall effect regime spatially resolved by transport experiment. // 20th International Conference on High Magnetic Fields in semiconductor Physics — HMF-20. Шамони, Франция. 22–27 июля 2012. P. 191.

[A16] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, **D. A. Pokhabov**, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, J. C. Portal. Inverted hysteresis of magnetoresistance of a 2DEG at integer filling factors. // Abstract on the 30th International Conference on the Physics of Semiconductors. Сеул, Южная Корея. 25–30 июля 2010. P. 495.

Список литературы

1. C. W. J. Beenakker, H. van Houten. Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures. // Solid State Physics. – 1991. – Vol.44. – PP.1–228.
2. A. Usher, M. Elliott. Magnetometry of low-dimensional electron and hole systems. // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2009. – Vol.21, №10. – P.103202.
3. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, S. I. Dorozhkin, K. von Klitzing. Quantum Hall effect in the absence of edge currents. // Physical Review B. – 1992. – Vol.46, №19. – PP.12560–12567.
4. T. Klaffs, V. A. Krupenin, J. Weis, F. J. Ahlers. Eddy currents in the integer quantum Hall regime spatially resolved by multiple single-electron transistor electrometers. // Physica E. – 2004. – Vol.22, №1–3. – PP.737–740.
5. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал. Гигантский гистерезис магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла // Письма в ЖЭТФ. – 2007. – Т.86, №4. – СС.294–298.
6. P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, R. S. Newrock, M. Cahay, A. T. Ngo, S. E. Ulloa, S. T. Herbert, M. Muhammad, M. Johnson. All-electric quantum point contact spin-polarizer. // Nature Nanotechnology. – 2009. – Vol.4, №11. – PP.759–764.
7. J. Wan, M. Cahay, P. Debray, R. S. Newrock. Possible origin of the 0.5 plateau in the ballistic conductance of quantum point contacts. // Physical Review B. – 2009. – Vol.80, №15. – P.155440.
8. Y. Jiang, L. Hu. Kinetic magnetoelectric effect in a two-dimensional semiconductor strip due to boundary-confinement-induced spin-orbit coupling. // Physical Review B. – 2006. – Vol.74, №7. – P.075302.
9. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал. Кулоновская блокада и термоэдс

- подвешенной квантовой точки. // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т.83, №3. – С.152–156.
10. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов. Блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе. // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т.87, №3. – С.176–180.
 11. А. В. Чаплик, М. В. Энтин. Заряженные примеси в очень тонких слоях. // ЖЭТФ. – 1971. – Т.61, №12. – С.2496–2503.
 12. Ж. И. Алфёров. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32, №1. – С.3–18.
 13. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog. New Concept for the Reduction of Impurity Scattering in Remotely Doped GaAs Quantum Wells. // Physical Review Letters. – 1996. – Vol.77, №22. – PP.4616–4619.
 14. W. T. Sommer. Liquid Helium as a Barrier to Electrons. // Physical Review Letters. – 1964. – Vol.12, №11. – PP.271–273.
 15. D. Hsieh, Y. Xia, D. Qian, L. Wray, J. H. Dil, F. Meier, J. Osterwalder, L. Patthey, J. G. Checkelsky, N. P. Ong, A. V. Fedorov, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, M. Z. Hasan. A tunable topological insulator in the spin helical Dirac transport regime. // Nature. – 2009. – Vol.460, №7259. – PP.1101–1105.
 16. A. K. Geim, and K. S. Novoselov. The rise of graphene. // Nature Materials. – 2007. – Vol.6, №3. – PP.183–191.
 17. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, B. J. van Wees. Quantum point contacts in Semiconductors and Semimetals. // Vol. 35, edited by M. A. Reed (Academic Press, New York, 1992): PP. 9–112.
 18. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C. T. Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. // Physical Review Letters. – 1988. – Vol.60, №9. – PP.848–850.
 19. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E.

- F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones. One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. // Journal of Physics C: Solid State Physics. – 1988. – Vol.21, №8. – PP.L209–L214.
20. T. M. Chen, A. C. Graham, M. Pepper, I. Farrer, D. A. Ritchie. Bias-controlled spin polarization in quantum wires. // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol.93, №3. – P.032102.
21. R. de Picciotto, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K.W. West. Nonlinear response of a clean one-dimensional wire. // Physical Review Letters. – 2004. – Vol.92, №3. – P.036805.
22. D. J. Reilly, T. M. Buehler, J. L. O'Brien, A. R. Hamilton, A. S. Dzurak, R. G. Clark, B. E. Kane, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Density-dependent spin polarization in ultra-low-disorder quantum wires. // Physical Review Letters. – 2002. – Vol.89, №24. – P.246801.
23. H. Kothari, A. Ramamoorthy, R. Akis, S. M. Goodnick, B. K. Ferry, J. L. Reno, J. P. Bird. Linear and nonlinear conductance of ballistic quantum wires with hybrid confinement. // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol.103, №1. – P.013701.
24. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, D. A. Ritchie. Possible Spin Polarization in a One-Dimensional Electron Gas. // Physical Review Letters. – 1996. – Vol.77, №1. – PP.135–138.
25. A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygård, and C. B. Sørensen, F. Beuscher, A. Forchel, M. Michel. Bias and temperature dependence of the 0.7 conductance anomaly in quantum point contacts. // Physical Review B. – 2000. – Vol.62, №16. – PP.10950-10957.
26. S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen, and V. Umansky. Low-Temperature Fate of the 0.7 Structure in a Point Contact: A Kondo-like Correlated State in an Open System. // Physical Review Letters. – 2002. – Vol.88, №22. – P.226805.
27. O. P. Sushkov. Conductance anomalies in a one-dimensional quantum contact.

- // Physical Review B. – 2001. – Vol.64, №15. – P.155319.
28. K.-F. Berggren, I. I. Yakimenko. Effects of exchange and electron correlation on conductance and nanomagnetism in ballistic semiconductor quantum point contacts. // Physical Review B. – 2002. – Vol.66, №8. – P.085323.
29. D. J. Reilly. Phenomenological model for the 0.7 conductance feature in quantum wires. // Physical Review B. – 2005. – Vol.72, №3. – P.033309.
30. A. P. Micolich. What lurks below the last plateau: experimental studies of the $0.7 \times 2e^2/h$ conductance anomaly in one-dimensional systems. // Journal of Physics - Condensed Matter. – 2011. – Vol.23, №44. – P.443201.
31. G. Dresselhaus. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. // Physical Review. – 1955. – Vol.100, №2. – PP.580–586.
32. Yu. A. Bychkov, E. I. Rashba. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures. // JETP Letters. – 1984. – Vol.39, №2. – PP.78–81.
33. Pojen Chuang, Sheng-Chin Ho, L. W. Smith, F. Sfigakis, M. Pepper, Chin-Hung Chen, Ju-Chun Fan, J. P. Griffiths, I. Farrer, H. E. Beere, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie, Tse-Ming Chen. All-electric all-semiconductor spin field-effect transistors. // Nature Nanotechnology. – 2015. – Vol.10, №1. – PP.35–39.
34. D. D. Awschalom, M. E. Flatté. Challenges for semiconductor spintronics. // Nature Physics. – 2007. – Vol.3, №3. – PP.153–159.
35. T.-M. Chen, M. Pepper, I. Farrer, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie. All-electrical injection and detection of a spin polarized current using 1D conductors. // Physical Review Letters. – 2012. – Vol.109, №17. – P.177202.
36. M. I. Dyakonov, V. I. Perel. Possibility of orientating electron spins with current. // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т.13, №11. – СС.657–660.
37. M. I. Dyakonov, V. I. Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. // Physics Letters A. – 1971. – Vol.35, №6. – PP.459–460.
38. А. А. Бакун, Б. П. Захарченя, А. А. Рогачев, М. Н. Ткачук, В. Г. Флейшер. Обнаружение поверхностного фототока, обусловленного оптической ориентацией электронов в полупроводнике. // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т.40,

- №11. – CC.464–466.
39. J. E. Hirsch. Spin Hall Effect. // Physics Review Letters. – 1999. – Vol.83, №9. – PP.1834–1837.
 40. Y. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. // Science. – 2004. – Vol.306, №5703. – PP.1910–1913.
 41. J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System. // Physical Review Letters. – 2005. – Vol.94, №4. – P.047204.
 42. H.-A. Engel, E. I. Rashba, B. I. Halperin. Out-of-Plane Spin Polarization from In-Plane Electric and Magnetic Fields. // Physical Review Letters. – 2007. – Vol.98, №3. – P.036602.
 43. M. I. Dyakonov. Spin Physics in Semiconductors. // Vol. 157, edited by M. I. Dyakonov (Springer, New York, 2008): PP. 1–442.
 44. K. Ando, E. Saitoh. Observation of the inverse spin Hall effect in silicon. // Nature Communications. – 2012. – Vol.3. – P.629.
 45. M. P. Nowak, B. Szafran. Spin current source based on a quantum point contact with local spin-orbit interaction. // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol.103, №20. – P.202404.
 46. M. P. Nowak, Kolasinski, B. Szafran. Signatures of spin-orbit coupling in scanning gate conductance images of electron flow from quantum point contacts. // Physical Review B. – 2014. – Vol.90, №3. – P.035301.
 47. P. Wojcik, J. Adamowski, M. Woloszyn, B. J. Spisak. Spin splitting generated in a Y-shaped semiconductor nanostructure with a quantum point contact. // Applied Physics Letters. – 2015. – Vol.118, №1. – P.014302.
 48. F. G. G. Hernandez, L. M. Nunes, G. M. Gusev, and A. K. Bakarov. Observation of the intrinsic spin Hall effect in a two-dimensional electron gas. // Physical Review B. – 2015. – Vol.88, №16. – P. 161305(R).
 49. И. А. Кокурин, Н. С. Аверкиев. Ориентация электронных спинов током

- в квазидимерной системе. // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т.101, №8. – СС.627–630.
50. N.S.Averkiev, I.A.Kokurin. Current-induced spin orientation in semiconductors and low-dimensional structures. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Vol.440, №15. – PP.157–160.
 51. A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, R. A. Duine. New perspectives for Rashba spin–orbit coupling. // Nature Materials. – 2015. – Vol.14, №9. – PP.871–882.
 52. A. T. Ngo, P. Debray, S. E. Ulloa. Lateral spin-orbit interaction and spin polarization in quantum point contacts. // Physical Review B. – 2010. – Vol.81, №11. – P.115328.
 53. N. Bhandari, M. Dutta, J. Charles, R. S. Newrock, M. Cahay, S. T. Herbert. Steps toward an all-electric spin valve using side-gated quantum point contacts with lateral spin-orbit coupling. // Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology. – 2013. – Vol.4, №1. – P.013002.
 54. P. P. Das, A. Jones, M. Cahay, S. Kalita, S. S. Mal, N. S. Sterin, T. R. Yadunath, M. Advaitha, S. T. Herbert. Dependence of the $0,5 \times 2e^2/h$ conductance plateau on the aspect ratio of InAs quantum point contacts with in-plane side gates. // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol.121, №8. – P.083901.
 55. P. P. Das, K. B. Chetry, N. Bhandari, J. Wan, M. Cahay, R. S. Newrock, S. T. Herbert. Understanding the anomalous conductance plateau in asymmetrically biased InAs/In_{0.52}Al_{0.48}As quantum point contacts-A step towards a tunable all electric spin valve. // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol.99, №12. – P.122105.
 56. J. Charles, N. Bhandari, J. Wan, M. Cahay, R. S. Newrock. Tunable all electric spin polarizer. // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol.102, №6. – P.062419.
 57. S. Datta, B. Das. Electronic analog of the electro-optic modulator. // Applied Physics Letters. – 1990. – Vol.56, №7. – PP.665–667.
 58. M. Kohda, S. Nakamura, Y. Nishihara, K. Kobayashi, T. Ono, J.-I. Ohe,

- Y. Tokura, T. Mineno, J. Nitta. Spin-orbit induced electronic spin separation in semiconductor nanostructures. // *Nature Communications*. – 2012. – Vol.3. – P.1082.
59. N. Bhandari, P. P. Das, M. Cahay, R. S. Newrock, S. T. Herbert. Observation of a 0.5 conductance plateau in asymmetrically biased GaAs quantum point contact. // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol.101, №10. – P.102401.
60. N. Bhandari, M. Dutta, J. Charles, M. Cahay, R. S. Newrock. Hysteresis in the conductance of asymmetrically biased GaAs quantum point contacts with in-plane side gates. // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol.114, №3. – P.033702.
61. P. P. Das, N. K. Bhandari, J. Wan, J. Charles, M. Cahay, K. B. Chetry, R. S. Newrock, S. T. Herbert. Influence of surface scattering on the anomalous conductance plateaus in an asymmetrically biased InAs/In_{0.52}Al_{0.48}As quantum point contact. // *Nanotechnology*. – 2012. – Vol.23, №21. – P.215201.
62. D. J. Reilly, G. R. Facer, A. S. Dzurak, B. E. Kane, R. G. Clark, P. J. Stiles, R. G. Clark, A. R. Hamilton, J. L. O'Brien, N. E. Lumpkin, L. N. Pfeiffer, K. W. West. Many-body spin-related phenomena in ultra low-disorder quantum wires. // *Physical Review B*. – 2001. – Vol.63, №12. – P.121311.
63. R. Crook, J. Prance, K. J. Thomas, S. J. Chorley, I. Farrer, D. A. Ritchie, M. Pepper, C. G. Smith. Conductance quantization at a half-integer plateau in a symmetric GaAs quantum wire. // *Science*. – 2006. – Vol.312, №5778. – PP.1359–1362.
64. P. M. Wu, P. Li, H. Zhang, A. M. Chang. Evidence for the formation of quasibound states in an asymmetrical quantum point contact. // *Physical Review B*. – 2012. – Vol.85, №8. – P.085305.
65. Е. Ю. Жданов, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Д. А. Похабов, А. К. Бакаров. Баллистический магнетотранспорт в подвешенном двумерном электронном газе с периодической решеткой анититочек. // *Физика и техника полупроводников*. – 2017. – Т.51, №1. – СС.12–17.

66. N. Cleland, J. S. Aldridge, D. C. Driscoll, A. C. Gossard. Nanomechanical displacement sensing using a quantum point contact. // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol.81, №9. – PP.1699–1701.
67. Y. Okazaki, I. Mahboob, K. Onomitsu, S. Sasaki, H. Yamaguchi. Quantum point contact displacement transducer for a mechanical resonator at sub-Kelvin temperatures. // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol.103, №19. – P.192105.
68. C. Rössler, M. Herz, M. Bichler, S. Ludwig. Freely suspended quantum point contacts. // *Solid State Communications*. – 2010. – Vol.150, №17-18. – PP.861–864.
69. A. A. Shevyrin, A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, S. V. Ishutkin, E. V. Shesterikov. The features of ballistic electron transport in a suspended quantum point contact. // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol.104, №20. – P.203102.
70. L. G. Mourokh, P. Ivanushkin, D. J. Kreft, H. Shin, M. Bichler, W. Wegscheider, P. Zhao, L. Tiemann, R. H. Blick. Effects of electron confinement on the acoustoelectric current in suspended quantum point contacts. // *Applied Physics Letters*. – 2017. – Vol.110, №22. – P.223102.
71. A. Jones, M. Cahay, I. Yakimenko, K.-F. Berggren. Chapter 5 in *Contemporary Topics in Semiconductor Spintronics*. World Scientific. 2017. PP.123–158.
72. K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. New method for high-accuracy determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall. // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol.45, №6. – PP.494–497.
73. B. I. Halperin. Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential. // *Physical Review B*. – 1982. – Vol.25, №4. – PP.2185–2190.
74. M. Büttiker. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors. // *Physical Review B*. – 1988. – Vol.38, №14. – PP.9375–9389.
75. D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, L. I. Glazman. Electrostatics of edge channels. // *Physical Review B*. – 1992. – Vol.46, №7. – PP.4026–4034.

76. A. J. Matthews, K. V. Kavokin, A. Usher, M. E. Portnoi, M. Zhu, J. D. Gething, M. Elliott, W. G. Herrenden-Harker, K. Phillips, D. A. Ritchie, M. Y. Simmons, C. B. Sorensen, O. P. Hansen, O. A. Mironov, M. Myronov, D. R. Leadley, M. Henini. Temperature dependence of the breakdown of the quantum Hall effect studied by induced currents. // Physical Review B. – 2004. – Vol.70, №7. – P.075317.
77. N. Ruhe, G. Stracke, Ch. Heyn, D. Heitmann. Origin and limiting mechanism of induced nonequilibrium currents in gated two-dimensional electron systems. // Physical Review B. – 2009. – Vol.80, №11. – P.115336.
78. V. M. Pudalov, S. G. Semenchinsky, V. S. Edelman. Hysteresis phenomena in charging of Si MOSFET in quantizing magnetic-field. // Solid State Communication. – 1984. – Vol.51, №9 – PP.713–717.
79. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, S. I. Dorozhkin, K. von Klitzing. Charge transfer in an inhomogeneous two-dimensional electron system in the arrangement of Laughlin's gedanken experiment. // Physical Review B. – 1993. – Vol.48, №11. – PP.8480–8482.
80. M. Pioro-Ladriere, A. Usher, A. S. Sachrajda, J. Lapointe, J. Gupta, Z. Wasilewski, S. Studenikin, M. Elliott. Influence of the long-lived quantum Hall potential on the characteristics of quantum devices. // Physical Review B. – 2006. – Vol.73, №7. – P.075309.
81. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал, Неравновесное состояние двумерного электронного газа в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т.89, №1. – СС.49–53.
82. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал. Влияние продольного магнитного поля на гистерезис магнетосопротивления двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла. // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т.89, №2. – СС.103–106.
83. M. J. Smith, C. D. H. Williams, A. Shytov, A. Usher, A. S. Sachrajda, A. Kam,

- Z. R. Wasilewski. Quantum Hall induced currents and the magnetoresistance of a quantum point contact. // *New Journal of Physics*. – 2011. – Vol.13, №12. – P.123020.
84. J. Huels, J. Weis, J. Smet, K. von Klitzing, Z. R. Wasilewski. Long time relaxation phenomena of a two-dimensional electron system within integer quantum Hall plateau regimes after magnetic field sweeps. // *Physical Review B*. – 2004. – Vol.69, №8. – P.085319.
85. G. Bertotti. *Hysteresis in Magnetism*. // New York, Academic. – 1998.
86. В. Б. Шикин. Индукционная кинетика в 2D электронных системах на холловских плато. // *Письма в ЖЭТФ*. – 2002. – Т.75, №9. – С.555–559.
87. M. I. Dyakonov. Possible mechanism for the breakdown of the quantum hall effect. // *Solid State Communication*. – 1991. – Vol.78, №9. – PP.817–821.
88. L. Eaves, F. W. Sheard. Size-dependent quantised breakdown of the dissipationless quantum Hall effect in narrow channels. // *Semiconductor Science and Technology* – 1986. – Vol.1, №6. – PP.346–349.
89. G. Nachtwei. Breakdown of the quantum Hall effect. // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 1999. – Vol.4, №2. – PP.79–101.
90. V. Piazza, V. Pellegrini, F. Beltram, W. Wegscheider, T. Jungwirth, A. H. MacDonald. First-order phase transitions in a quantum Hall ferromagnet. // *Nature*. – 1999. – Vol.402, №6762. – PP.638–641.
91. E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, M. Shayegan. Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets. // *Science*. – 2000. – Vol.290, №5496. – PP.1546–1549.
92. T. Jungwirth, A. H. MacDonald. Resistance Spikes and Domain Wall Loops in Ising Quantum Hall Ferromagnets. // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol.87 – PP.216801.
93. G. Müller, D. Weiss, A. V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, R. Lösch. Equilibration length of electrons in spin-polarized edge channels. // *Physical Review B*. – 1992. – Vol.45, №7. – PP.3932–3935.

94. A. V. Khaetskii. Transitions between spin-split edge channels in the quantum-Hall-effect regime. // Physical Review B. – 1992. – Vol.45, №23. – PP.13777–13780.
95. D. C. Dixon, K. R. Wald, P. L. McEuen, M. R. Melloch. Dynamic nuclear polarization at the edge of a two-dimensional electron gas. // Physical Review B. – 1997. – Vol.56, №8. – PP.4743–4750.
96. E. V. Deviatov, A. Würtz, A. Lorke, M. Yu. Melnikov, V. T. Dolgopolov, D. Reuter, A. D. Wieck. Two relaxation mechanisms observed in transport between spin-split edge states at high imbalance. // Physical Review B. – 2004. – Vol.69, №11. – P.115330.
97. T. J. Kershaw, A. Usher, A. S. Sachrajda, J. Gupta, Z. R. Wasilewski, M. Elliott, D. A. Ritchie, M. Y. Simmons. Decay of long-lived quantum Hall induced currents in 2D electron systems. // New Journal of Physics. – 2007. – Vol.9, №3. – P.71.
98. S. Ihnatsenka, I. V. Zozoulenko. Hysteresis and spin phase transitions in quantum wires in the integer quantum Hall regime. // Physical Review B. – 2007. – Vol.75, №3. – P.035318.
99. R. B. Laughlin. Quantized Hall conductivity in two dimensions. // Physical Review B. – 1981. – Vol.23, №10. – P.5632.
100. N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martn-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones. Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction. // Physical Review B. – 1991. – Vol.44, №24. – PP.13549–13555.