На правах рукописи

ДЕВЯТОВ Эдуард Валентинович

ОДНОМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЖИДКОСТЬ НА КРАЮ ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

Специальность 01.04.10 - физика полупроводников

Автореферат диссертации
на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела Российской академии наук (ИФТТ РАН).

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
заведующий лабораторией ИФП СО РАН
Квон Зе Дон

доктор физико-математических наук, профессор
заведующий теоретическим отделом ИФТТ РАН
Шикин Валерий Борисович

доктор физико-математических наук, профессор, чл.-корр. РАН
заведующий кафедрой общей физики и физики конденсированного состояния МГУ
Хохлов Дмитрий Ремович

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Защита состоится "_____" _____ 2013 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.70 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991 Москва ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр. 35, МГУ имени М.В. Ломоносова, ЦКП физического факультета, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им А.М. Горького, МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский проспект, д.27, фундаментальная библиотека).

Автореферат разослан "_____" _____ 2013 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.70
доктор физико-математических наук, профессор Плотников Г.С.

1 Общая характеристика работы

Исследование краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла вызывает устойчивый интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения с 80-х годов XX века. Этот интерес, исходно обусловленный исследованиями фундаментальных свойств двумерных систем в квантующих магнитных полях, даже возрос в настоящее время в связи с исследованием систем с нетривиальной топологией, так как режим квантового эффекта Холла является одной из возможных реализаций топологического изолятора. Кроме того, краевые состояния оказались удобным модельным объектом для исследования фундаментальных физических свойств одномерной заряженной электронной жидкости. В частности, краевые состояния в режиме дробного квантового эффекта Холла позволяют исследовать свойства Латтинжеровской хиральной (направленной) одномерной электронной жидкости. При помощи краевых состояний в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла создаются электронные аналоги оптических интерференционных схем, экспериментальное исследование которых позволяет как изучать эффекты электрон-электронного взаимодействия в одномерной электронной жидкости, так и, возможно, выделить проявления анионной (дробной) статистики квазичастиц.

Краевой транспорт в режиме квантового эффекта Холла

Рассмотрим краевой транспорт в наиболее простом случае целочисленного квантового эффекта Холла (введением в данную проблему могут также служить обзоры [1, 2]).

Хорошо известно, что задача об электроне в магнитном поле сводится [3] к задаче об уровнях размерного квантования в параболическом потенциале, определяемом циклотронной частотой $\frac{eH}{mc}$ и координатой ведущего центра параболы $y_0 = -\frac{cp_x}{eH} = -l_h^2 k_x$ ($l_h = (c\hbar/eH)^{1/2}$ - магнитная длина). Энергетический спектр двумерной системы представляет собой набор эквидистантных уровней Ландау, разделённых циклотронной щелью. Режим квантового эффекта Холла соответствует положению уровня Ферми в щели спектра [4].

Вблизи границ образца к потенциалу магнитной параболы добавляется собственно потенциал края, что приводит к всплыванию уровней энергии вблизи границ (см. Рис. 1, для случая резкого краевого потенциала, нарастающего более чем на циклотронную энергию на расстоянии равном магнитной длине). В этом случае координата ведущего центра магнитной параболы y_0 может лежать вне границ образца, (см. Рис. 1), притом что электроны не пересекают границ: квазиклассически, электроны движутся по скачущим орбитам вдоль границ образца [5], при этом чем дальше за границу выходит геометрический центр квазиклассической круговой орбиты, тем выше частота соударений электрона о границу и соответственно, энергия данного электронного состояния.

В силу статистики, электронные состояния при низкой температуре заполнены вплоть до уровня Ферми. На Рис. 1 уровень Ферми отобразится горизонтальной линией, в режиме КЭХ расположенной в щели между уровнями Ландау в объёме образца и пересекающей нижележащие (заполненные) уровни Ландау у границ образца. Эти одномерные, протянутые вдоль границ образца пересечения называют краевыми состояниями [6]. Полное число краевых состояний на каждом краю равно фактору заполнения, т.е. количеству заполненных уровней Ландау. Оно, таким образом, определяется магнитным полем и концентрацией носителей в образце.

Принципиально важно, что краевые состояния существуют при любом положении уровня Ферми внутри щели, т.е. не зависят от наличия и типа беспорядка в образце. Это

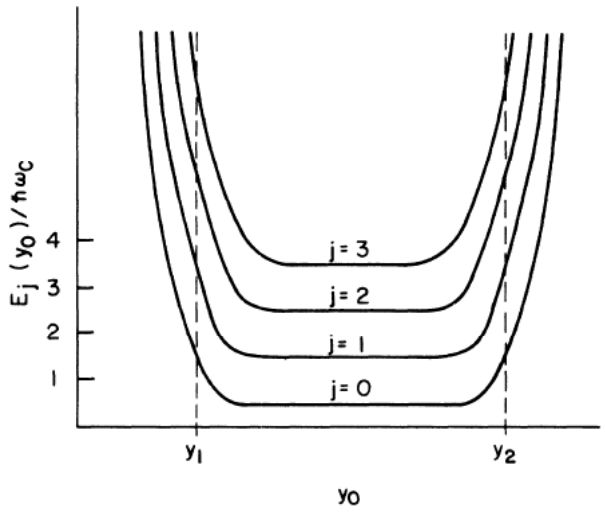

Рис. 1: Энергетический спектр двумерной электронной системы в квантующих магнитных полях (так называемая лестница уровней Ландау) с учётом потенциала краёв образца. (из работы [8])

свойство позволило отнести двумерные системы в режиме КЭХ к новому классу веществ - топологическим изоляторам.

Загиб уровня энергии на краю образца в магнитном поле означает появление ненулевой групповой скорости электронов, направленной вдоль края образца [8, 7]. Таким образом, в магнитном поле в образце существуют кольцевые недиссипативные холловские (диамагнитные) токи даже в условиях полного равновесия, распределение которых определяется градиентом потенциала в образце и магнитным полем. В условиях равновесия токи вдоль противоположных краёв полностью компенсируют друг друга. Эта компенсация нарушается при приложении к образцу разности электрохимических потенциалов, т.е. появляется конечный транспортный ток, определяемый разностью холловских токов на противоположных границах образца, и, таким образом, так же сконцентрированный у границ.

Полный холловский ток вдоль одного края образца определяется электрохимпотенциалом края и числом заполненных уровней Ландау [8]. Он нечувствителен к реальной структуре краевого потенциала, которая отличается от простейшей модели резкой бесконечно высокой стенки. В частности, реальный потенциал нарастает медленно, вызывая плавное поднятие дна двумерной подзоны при приближении к краю. В этом случае краевые состояния (введённые как пересечения заполненных уровней Ландау с уровнем Ферми) преобразуются в полоски конечной ширины, внутри которых уровень Ландау прикалывается к уровню Ферми в силу электрон-электронного взаимодействия [9]. Данная картина была подтверждена прямым расчётом и пространственно-разрешёнными измерениями [10, 11].

Важной особенностью режима КЭХ является отсутвие рассеяния назад. Действительно, направление распространения электрона на краю задано магнитным полем и нормалью к краю. Процесс рассеяния назад соответствует перебросу электрона с одного края на другой, что невозможно в образцах макроскопических размеров. В образцах сложной геометрии, например, при наличии сужений (квантовых точечных контактов, в области которых две противоположные границы образца близко подходят друг к другу) такие процессы становятся возможными в области сужений.

Поскольку полный транспортный ток определяется разностью электрохимпотенциалов краёв образца и числом заполненных уровней Ландау, транспортные свойства образцов в режиме КЭХ могут быть описаны в рамках формализма Бюттикера-Ландауера [8], как транспорт по краевым состояниям, каждому из которых приписывается ток $\frac{e}{h}\mu$, где μ_i-электрохимпотенциал контакта из которого выходит краевое состояние. Эффекты рассеяния в краевых состояниях и контактах можно учесть [12] введением матрицы коэффициентов прохождения T_{ij}. Такой формализм оказался очень продуктивным при исследовании транспорта в образцах сложной геометрии в режиме КЭХ [13].

Успех формализма Бюттикера-Ландауера [8] является проявлением более общей ситуации: процессы транспорта на краю двумерной системы в режиме КЭХ могут быть описаны [14] в терминологии транспортных свойств одномерной электронной жидкости, и, соответственно, такие процессы могут быть использованы для изучения и моделирования (экспериментального и теоретического) различных фундаментальных физических свойств такой одномерной направленной (хиральной) электронной жидкости.

Для изучения физических свойств одномерной хиральной электронной жидкости особый интерес представляют исследования транспорта между различными краевыми состояниями, поскольку при этом реализуется (и становится доступно для изучения) неравновесное состояние такой одномерной жидкости [14, 15]. Обычно такого рода исследования проводятся в области квантового точечного контакта между одинаковыми, но противоположно-направленными краевыми состояниями, относящимися к разным краям образца. В данной диссертации реализован принципиально иной, новый, подход - исследование транспорта между различными со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю двумерной электронной системы в режиме КЭХ.

2 Цели работы

1. Создать экспериментальную методику, позволяющую напрямую исследовать транспорт заряда между со-направленными краевыми состояниями, возникающими на краю двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла, в условиях значительного разбаланса электрохимпотенциалов краевых состояний.

2. При исследовании транспорта между со-направленными краевыми состояниями с различной спиновой ориентацией, выделить вклад процессов одновременного переворота спина электрона и спина ядра, приводящих к возникновению области динамически поляризованных ядерных спинов.

3. Провести локальные исследования энергетических щелей в полосках несжимаемой электронной жидкости на краю образца, используя разработанную транспортную методику, в том числе и для систем, характеризующихся сильным спин-орбитальным взаимодействием.

4. Провести исследования транспорта на краю двуслойных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Установить связь между щелями в краевом и объемном спектрах таких систем, в том числе при реконструкции этих спектров.

5. В режиме дробного квантового эффекта Холла исследовать процессы переноса заряда поперек отдельной несжимаемой полосы, находящейся при дробном локальном факторе заполнения.

6. Сравнить направление переноса заряда и энергии вдоль края двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла в режиме сильной неравновесности на краю.

7. Экспериментально реализовать квантовые интерферометры (квази-Фабри-Перо и Маха-Цендера) нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца. Проанализировать и проанализировать интерференционную картину в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

3 Актуальность работы

Исследование краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла вызывает устойчивый интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения с 80-х годов XX века. Этот интерес, исходно обусловленный исследованиями фундаментальных свойств двумерных систем в квантующих магнитных полях, даже возрос в настоящее время в связи с исследованием систем с нетривиальной топологией, так как режим квантового эффекта Холла является одной из возможных реализаций топологического изолятора. Кроме того, краевые состояния оказались удобным модельным объектом для исследования фундаментальных физических свойств одномерной заряженной электронной жидкости. В частности, краевые состояния в режиме дробного квантового эффекта Холла позволяют исследовать свойства Латтинжеровской хиральной (направленной) одномерной электронной жидкости. При помощи краевых состояний в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла создаются электронные аналоги оптических интерференционных схем, экспериментальное исследование которых позволяет как изучать эффекты электрон-электронного взаимодействия в одномерной электронной жидкости, так и, возможно, выделить проявления анионной (дробной) статистики квазичастиц.

4 Научная новизна работы

В результате проведённых экспериментальных исследований был обнаружен ряд новых, не наблюдавшихся ранее результатов:

1. Создана экспериментальная методика, позволяющую напрямую исследовать транспорт заряда между со-направленными краевыми состояниями, возникающими на краю двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла, в условиях значительного разбаланса электрохимпотенциалов краевых состояний.

2. Проведены локальные исследования энергетических щелей в полосках несжимаемой электронной жидкости на краю образца при локальных факторах 1 и 2. Продемонстрировано экспериментально соответствие этих щелей щелям объемного спектра (циклотронной и обменно-увеличенной зеемановской с $g-$фактором $g = 7$ для чётных и нечётных локальных факторов заполнения соответственно).

3. Экспериментально продемонстрирована одновременная реконструкция краевого и объёмного спектров, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием для двух нижних факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ для двумерного электронного газа в $In_xGa_{1-x}As$ квантовой яме с высоким содержанием индия $x = 0.75$.

4. При исследовании транспорта между со-направленными краевыми состояниями с различной спиновой ориентацией, выделен вклад процессов одновременного переворота спина электрона и спина ядра, приводящих к возникновению области динамически поляризованных ядерных спинов. Экспериментально показано, что релаксация, возникающая в силу обратного влияния поля Оверхаузера на спиновое расщепление в спектре электронной подсистемы, характеризуется двумя характерными временами - временем локального установления полной спиновой поляризации ядер в области транспорта между краевыми состояниями и временем установления стабильной области поляризованных ядерных спинов вне области транспорта (в силу конкуренции диффузии ядерного спина и релаксации ядерного спина).

5. Проведены исследования транспорта на краю двуслойных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. При измерениях транспорта поперек края образца установлена связь между щелями в краевом и объемном спектрах таких систем. Показано, что модификация объёмного спектра позволяет управлять топологией краевых состояний, например, создавать структуры нетривиальной топологии — топологические дефекты.

6. В режиме дробного квантового эффекта Холла исследован транспорт поперек отдельной несжимаемой полосы, находящейся при дробном локальном факторе заполнения 1/3. Обнаружены степенные вольт-амперные характеристики, отражающие поведение, характерное для туннельной плотности состояний хиральной латтинжеровской жидкости. В условиях близкого расположения соседней несжимаемой области, показано влияние этой области на процесс установления равновесия на краю образца на больших масштабах длин. Исследование процессов установления равновесия для сложных дробных факторов заполнения 2/3, 4/3 и 5/3 свидетельствует в пользу существования сложной структуры коллективных возбуждений у краев несжимаемой области при этих факторах заполнения в соответствии с предсказаниями эффективной теории края.

7. Сравнение направления переноса заряда и энергии вдоль края двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла продемонстрировало перенос энергии навстречу дрейфу электронов для факторов заполнения 1 и 1/3 в режиме сильной неравновесности на краю.

8. Экспериментально реализованы квантовые интерферометры (квази-Фабри-Перо и Маха-Цендера) нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца. Исследована и проанализирована интерференционная картина в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла для этих интерферометров нового типа.

Обнаруженные эффекты были всесторонне изучены, определены необходимые и достаточные условия для их проявления.

Новизну и значимость полученных результатов подтверждает их опубликование в ведущих отечественных и международных журналах, таких как Письма в ЖЭТФ, Physical Review Letters, Physical Review B, Europhysics Letters, Успехи Физических Наук, и др.

5 Практическая значимость работы

Полученные экспериментально результаты важны для понимания эффектов электрон-электронного взаимодействия в условиях систем пониженной размерности, они уже используются для развития существующих и разработки перспективных теоретических подходов. Кроме того, развитые в данной работе методики могут быть использованы для создания модельных систем для экспериментального исследования фундаментальных физических свойств одномерной заряженной направленной электронной жидкости.

6 Основные результаты, выносимые на защиту

1. Основой всех экспериментальных результатов, представленных в данной работе, является использование уникальной экспериментальной методики, позволяющей напрямую исследовать транспорт заряда между со-направленными краевыми состояниями, возникающими на краю двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В такой постановке эксперимента взаимодействующие краевые состояния, вообще говоря, характеризуются разными квантовыми числами, что принципиально отличает нашу методику от стандартного квантового точечного контакта, где приводятся во взаимодействие противоположно направленные, но идентичные краевые состояния. Другой уникальной особенностью данной методики является возможность проводить эксперимент в условиях сильной неравновесности между краевыми состояниями. Предложена модификация формализма Бюттикера-Ландауера путем введения локальной характеристики транспорта, позволяющая количественно описывать транспорт поперек несжимаемой полосы в условиях сильной неравновесности.

2. При исследовании транспорта между со-направленными краевыми состояниями с различной спиновой ориентацией, мы обнаружили релаксацию на макроскопических временах, связанную с образованием области динамически поляризованных ядерных спинов (при одновременном перевороте спина электрона и ядра). Экспериментально показано, что релаксация, возникающая в силу обратного влияния поля Оверхаузера на спиновое расщепление в спектре электронной подсистемы, характеризуется двумя характерными временами - временем локального установления полной спиновой поляризации ядер в области транспорта между краевыми состояниями и временем установления стабильной области поляризованных ядерных спинов вне области транспорта (в силу конкуренции диффузии ядерного спина и релаксации ядерного спина).

3. Наша методика позволила провести локальные исследования энергетических щелей в полосках несжимаемой электронной жидкости на краю образца в режиме КЭХ. Кроме того, образцы, разработанные нами для исследования транспорта между краевыми состояниями, позволяют одновременно применить и стандартные методы ёмкостной спектроскопии для анализа спектра в глубине образца, что позволяет сравнить щели в краевом и объёмном спектрах в режиме КЭХ.

4. Для однослойной двумерной электронной системы, реализованной в гетеропереходе GaAs/AlGaAs продемонстрировано экспериментально соответствие щелей в краевом и объёмном спектрах КЭХ (циклотронной и зеемановской с обменно-увеличенным

значением $g-$фактора $g = 7$ для чётных и нечётных локальных факторов заполнения соответственно), что служит доказательством плавности краевого потенциала в режиме КЭХ. Из экспериментов на разных по качеству и концентрации образцах показано, что измеренная в нашей методике щель в краевом спектре является щелью подвижности и проанализирована её зависимость от компоненты магнитного поля в плоскости двумерной системы.

5. Экспериментально продемонстрирована одновременная реконструкция краевого и объёмного спектров, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием для двух нижних факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ для двумерного электронного газа в $In_xGa_{1-x}As$ квантовой яме с высоким содержанием индия $x = 0.75$. Реконструкция спектра имеет разный сценарий при этих факторах заполнения: область реконструкции спектра характеризуется занулением энергетической щели для фактора заполнения $\nu = 2$, в то время как при $\nu = 1$ реконструкция идёт через сосуществование двух фаз КЭХ, соответствующих $\nu = 1$ состоянию с различными спиновыми проекциями. Анализ показывает сильное влияние многочастичных эффектов на реконструкцию при $\nu = 1$.

6. Проведены исследования объёмного спектра двуслойных электронных систем методом емкостной спектроскопии в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Объемные спектры таких систем оказались достаточно сложными: показано схлопывание спектральных щелей при некоторых факторах заполнения, возникновение новых, гибридных, щелей при факторах заполнения $\nu = 1, 2$, вызванное перестройкой волновых функций подзон в нормальном магнитном поле, и показано возникновение гибридных щелей при факторах заполнения $\nu > 2$ при введении компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы.

7. Проведены исследования транспорта на краю двуслойных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что модификация объёмного спектра позволяет управлять топологией краевых состояний, например, создавать структуры нетривиальной топологии — топологические дефекты. Экспериментально продемонстрировано формирование топологических дефектов в структуре краевых состояний двуслойной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла. Показана возможность управлять существованием таких дефектов с помощью компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы.

8. При измерениях транспорта поперек несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 установлена нетривиальная связь между краевыми и объемными свойствами: экспериментально продемонстрировано исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локальному фактору заполнения 1, при объемном фазовом переходе в так называемую наклонную антиферромагнитную фазу.

9. В режиме дробного квантового эффекта Холла развитая нами методика позволяет исследовать транспорт поперек (с края на край) отдельной несжимаемой полосы, находящейся при заданном дробном локальном факторе заполнения. В зависимости от использованных факторов заполнения, методика позволяет исключить влияние остальных полос, либо, путём изменения объёмного фактора заполнения, добавить к исследуемой системе влияние соседней несжимаемой области.

10. При исследовании транспорта поперек отдельной несжимаемой полосы, находящейся при заданном дробном локальном факторе заполнения, обнаружено степенное поведение вольт-амперных характеристик, что даже качественно отличается от поведения исследуемой системы в условиях целочисленного заполнения. Анализ вольт-амперных характеристик показывает, что обнаруженное экспериментально степенное поведение соответствует ожидаемому для латтинжеровской туннельной плотности состояний, вызванному возбуждением коллективных мод хиральной латтинжеровской жидкости.

11. Исследование процессов установления равновесия при транспорте поперёк отдельной несжимаемой полосы для дробных факторов заполнения 2/3, 4/3 и 5/3 свидетельствует в пользу существования сложной структуры коллективных краевых возбуждений при этих не-лафлиновских дробных факторах заполнения в соответствии с предсказаниями эффективной теории края.

12. В условиях, когда существенно влияние соседней несжимаемой области, находящейся при дробном факторе заполнения 2/5, показано, что это влияние приводит к значительному увеличению транспорта поперек края на больших масштабах длин. Для данного эксперимента проведена модификация оригинальной методики, позволяющая варьировать длину области взаимодействия на одном образце.

13. Наша экспериментальная методика позволила независимо исследовать перенос заряда и энергии вдоль края двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла. Мы продемонстрировали, что в условиях сильной неравновесности на краю возникает перенос энергии навстречу дрейфу электронов для факторов заполнения 1 и 1/3. Анализ эксперимента показывает, что предсказанная теоретически нейтральная мода коллективных краевых возбуждений является основным кандидатом для объяснения экспериментального эффекта, причём именно режим сильной неравновесности открывает доступ к эффективному возбуждению и детектированию такой нейтральной моды.

14. Экспериментально реализованы квантовые интерферометры (квази-Фабри-Перо и Маха-Цендера) нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца. Продемонстрировано наличие интерференционной картины в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. Экспериментально показано, что интерференционная картина нечувствительна к процессам перезарядки даже для малых размеров активной области интерферометра, в отличие от приборов с встречно направленными краевыми состояниями, что значительно упрощает интерпретацию интерференционной картины.

15. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла показано что интерференционная картина существует при больших разбалансах, превышающих спектральную щель, в отличие от квантовых интерферометров обычного типа. Данное поведение объяснено спецификой сохранения когерентности при транспорте между со-направленными спин-расщеплёнными краевыми состояниями.

16. В режиме дробного квантового эффекта Холла впервые удалось пронаблюдать интерференцию в интерферометре типа Маха-Цендера. При этом наша реализация данного интерферометра, в отличие от общепринятой, не содержит внутри интерферен-

ционной петли область, не занятую электронным газом, что позволяет иметь внутри интерференционной петли только квантовохольное состояние электронной жидкости с фактором заполнения 1/3. Так реализованный интерферометр Маха-Цендера ясно демонстрирует интерференционные осцилляции с периодом по магнитному потоку $\Phi^* = e/e^*\Phi_0 = 3\Phi_0$ при дробном факторе заполнения 1/3, что подтверждает теоретические представления теории Лафлина для дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 1/3. Видность интерференционной картины при дробных факторах заполнения сильно зависит от разбаланса, обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

7 Достоверность и обоснованность полученных результатов

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью данных на разных образцах, хорошим согласием данных, полученных на образцах из двумерных структур различного качества и различными экспериментальными методами. Обоснованность выводов подтверждается оценками, сделанными на базе современных теоретических представлений.

8 Личный вклад автора

В проведённых исследованиях автору принадлежит решающий вклад в постановке экспериментальных задач, разработке методики экспериментов, проведении экспериментов, обработке и интерпретации полученных результатов. Все экспериментальные результаты при исследовании краевых состояний получены непосредственно автором в лаборатории квантового транспорта ИФТТ РАН. Исследования объёмных спектров двуслойных электронных систем проводились автором совместно с сотрудниками лаборатории квантового транспорта ИФТТ РАН. Процессинг полупроводниковых структур, необходимый для изготовления образцов в большинстве случаев осуществлялся самим автором. Полупроводниковые структуры, содержащие высокоподвижный двумерный газ, растились в различных зарубежных научных центрах, специализирующихся на росте таких структур, после согласования с автором требуемых параметров. Постановка задач и интерпретация полученных результатов выполнялись автором на базе современных теоретических представлений.

9 Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на конференциях: Fundamentals of Electronic nanosystems (Nano-Piter-2012) (Санкт-Петербург, 23 - 29 июня 2012г.); XIX Уральская Международная Зимняя Школа по Физике Полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск 20/02-25/02/2012); X Российская конференция по физике полупроводников (Н.Новгород 19-23 сентября 2011 г.); Вторая международная научная школа для молодёжи «Прикладные математика и физика: от фундаментальных исследований к инновациям» и Всероссийская молодёжная конференция «Перспективы развития фундаментальных наук» (г.

Долгопрудный 1-11 июля 2011 г.); Quantum Mesoscopic Physics (Rencontres de Moriond) (Ла-Триуль (Италия) 13-20 марта 2011 г.); XVIII Уральская Международная Зимняя Школа по Физике Полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск 15/02-20/02/2010); Fundamentals of Electronic nanosystems (Nano-Piter-2010) (Санкт-Петербург, 26 июня- 02 июля 2010г.); Interactions, Disorder, and Topology in Quantum Hall Systems (Dresden, Germany, 7 июня-11 июня 2010г.); IX Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск-Томск, Россия 28 сентября - 03 октября 2009); EMT09-SPIE Europe Microtechnologies for the New Millennium 7364 (EMT103) - Nanotechnology (Dresden, Germany, 04-06-May-2009); "50 years of the Aharonov-Bohm Effect"(Tel Aviv University, Tel-Aviv, Israel, 10-15 October 2009); XVII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург – Новоуральск (Институт физики металлов УрО РАН), 18 – 23 февраля 2008); 3-я Всероссийская школа молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение – 2008» (18 – 19 ноября 2008 года, Черноголовка, ИПТМ РАН); VIII Российская конференция по физике полупроводников “ПОЛУПРОВОДНИКИ-2007” (г.Екатеринбург, 30.09.07-5.10.07); International Conference on Electronic Properties of Two- dimensional Systems and Modulated Semiconductor Structures (Genova, Italy, July 15-20 2007); «DFG-Schwerpunkt Quanten-Hall-Systeme» (Германия, Бад-Хоннеф, 2005); VII Российская конференция по физике полупроводников (Казань 2005); Международная зимняя школа по физике полупроводников (проводилась ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе) (Санкт-Петербург, 2006); Совещание по программе фундаментальных исследований ОФН РАН « Спин-зависимые эффекты в твердых телах и спинтроника» (г. Санкт-Петербург, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 2006); Совещание по программе фундаментальных исследований Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред» (Черноголовка, ИФТТ РАН, 2006); Condensed Matter and Surface Science Program Colloquium, Ohio University (Ohio, USA, 19 May 2005); XXXI совещание по физике низких температур (1998 г., Москва), The Eleventh International Conference on Nonequilibrium Carrier Dinamics in Semiconductors (HCIS-11, 1999 Kyoto), Научная сессия отделения общей физики и астрономии Российской Академии Наук (1999 г., Москва), INTAS/NEDO workshop on *Phase transitions in coupled electron-hole and electron-electron layers* (2000, TU Delft), Mesoscopic and strongly correlated electron systems (2000 г., Черноголовка), 25th International conference on the Physics of Semiconductors (2000, Osaka), а так же на семинаре по физике низких температур ИФТТ РАН и на специализированных семинарах в университетах гг. Штутгарт (Институт Макса Планка), Гамбург, Мюнхен, Регенсбург, Дуйсбург (Германия).

10 Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из Введения, 8 глав с 25 разделами и заключения. Работа изложена на 192 страницах, содержит 71 рисунок и список литературы из 169 наименований.

11 Структура и краткое содержание диссертации

Во **Введении** даётся общая характеристика работы, сформулированы цели, задачи работы, обоснована актуальность исследований, новизна полученных результатов. Приводится информация об апробации результатов и даётся список публикаций основных результатов работы (30 статей в реферируемых научных журналах, все они входят в список ВАК).

Ниже в круглых скобках даны ссылки на "Список публикаций основных результатов диссертационной работы в квадратных - на список цитированной литературы.

Глава 1 посвящена рассмотрению использованных экспериментальных методов.

Наряду с кратким описанием стандартных методик (получение двумерных систем, низких температур, сильных магнитных полей, методы магнетоемкостных исследований двумерных систем, *разделы 1.1-1.3*) подробно описана развитая нами методика исследования транспорта между краевыми состояниями в режиме сильного разбаланса электрохимпотенциалов этих состояний. Частично эта методика описана в обзорах (1,2). Кроме того, образцы, разработанные нами для исследования транспорта между краевыми состояниями, позволяют одновременно применить и стандартные методы ёмкостной спектроскопии для анализа спектра в глубине образца.

В *разделе 1.4* подробно описаны дизайн образцов, см. Рис. 2, и методика изучения транспорта при помощи анализа вольт-амперных кривых (3,4,5). Данная методика позволяет напрямую исследовать транспорт заряда между со-направленными краевыми состояниями, возникающими на краю двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) (3). В такой постановке эксперимента взаимодействующие краевые состояния, вообще говоря, характеризуются разными квантовыми числами, что принципиально отличает нашу методику от стандартного квантового точечного контакта, где приводятся во взаимодействие противоположно направленные, но идентичные краевые состояния. Другой уникальной особенностью данной методики является возможность проводить эксперимент в условиях сильной неравновесности между краевыми состояниями.

Для получения вольт-амперных характеристик в большинстве случаев необходимо использовать 4-х точечную схему с задачей тока. Постоянный ток здается от калибратора между одним из внешних и одним из внутренних контактов на Рис. 2, а с оставшейся пары контактов снимается разность потенциалов.

Показана возможность достичь режима сильной неравновесности и исследовать энергетическую структуру края и систематику краевых состояний в транспортном эксперименте (3,5). Приведены примеры вольт-амперных кривых для различных экспериментальных ситуаций. Показаны возможности модификации предложенной методики для решения различных экспериментальных задач (19,25-30).

Предложена (4) модификация формализма Бюттикера-Ландауера путем введения локальной характеристики транспорта, позволяющая количественно описывать транспорт поперек несжимаемой полосы в условиях сильной неравновесности. Этот способ описания краевого транспорта широко (хотя часто неявно) использовался в последующих главах.

Глава 2 посвящена описанию локальных исследований энергетической щели в полосках несжимаемой электронной жидкости на краю образца в режиме целочисленного КЭХ при чётных и нечётных факторах заполнения в однослойной двумерной системе на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs (3,6). Продемонстрированное экспериментально соответствие этих щелей щелям объемного спектра (циклотронной (3) и обменно-увеличенной зеемановской (6) для чётных и нечётных локальных факторов заполнения соответственно) служит доказательством мягкости краевого потенциала в реальных системах в режиме КЭХ.

Систематика краевых состояний для однослойной двумерной системы возникает из систематики объёмного спектра: каждый уровень Ландау расщеплён на два подуровня, разделённых Зеемановской (спиновой) щелью. В итоге, для однослойной двумерной системы GaAs/AlGaAs, при факторе 2 под затвором исследуется транспорт между краевыми состояниями, разделёнными циклотронной щелью, при факторах 1 и 3 - спиновой.

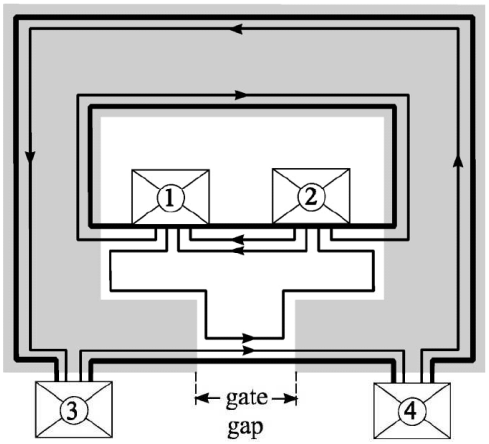

Рис. 2: Геометрия квази-Корбино для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца при сильном разбалансе. Двумерный электронный газ занимает область между двумя топологически независимыми внешней и внутренней границами образца. Затвор специальной формы перенаправляет одно из краевых состояний (обозначенных толстыми линиями) между внешней и внутренней границами образца, так что в области затворной щели на внешней границе образца существуют 2 краевых состояния, электрохимпотенциалы которых задаются разными, соответственно внешними и внутренними, омическими контактами (обозначены цифрами). Стрелки указывают направление дрейфа электронов на краю. Краевые состояния показаны для факторов заполнения 1 под затвором и 2 вне затвора.

Раздел 2.1 посвящён исследованию энергетической щели в полосе несжимаемой электронной жидкости при факторе заполнения 2. Пороговое (по напряжению) поведение положительной ветви вольт-амперной характеристики позволяет (по значению порога V_{th}) получить значение спектральной щели Δ в полосе несжимаемой электронной жидкости, разделяющей краевые состояния в области щели затвора на внешней гнанице образца: $\Delta = eV_{th}$. Этот способ является гораздо менее трудоёмким по сравнению с объёмными спектральными методиками (анализ активационного транспорта или магнетоёмкости), и, что гораздо важнее, он даёт локальное значение спектральной щели на границе образца, которое невозможно получить стандартными методиками.

Прежде чем использовать данный метод для исследования сложных эффектов, связанных, например, с перестройкой краевого спектра или исследования обменного увеличения Зеемановской щели, метод должен быть опробован для достаточно стандартной задачи с хорошо известным ответом. В качестве такой задачи подходит измерение хорошо исследованной циклотронной щели в двумерных системах на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs (3).

Тот факт, что для циклотронно-расщеплённых краевых состояний мы наблюдаем ожидаемое поведение измеренной щели, соответствующее хорошо известному циклотронному расщеплению, говорит в пользу предложенной методики.

Раздел 2.2 посвящён исследованию щели в несжимаемой полосе при факторе заполнения 1.

В сильных магнитных полях, основное состояние двумерной электронной системы при факторе заполнения 1 полностью спин-поляризовано, при этом элементарное возбуждение характеризуется переворотом спина [16]. Обменные эффекты приводят к значительному увеличению энергии спин-флип возбуждения по сравнению с одночастичным Зееманов-

ским расщеплением [16, 17, 18, 19]. Это обменное увеличение энергии возбуждения зависит [16] от волнового вектора возбуждения k. Хорошо известно, что в транспортных экспериментах исследуются возбуждения с $k = \infty$, в то время как оптические методы позволяют [19] изучать возбуждения с различными волновыми векторами k.

Ситуация становится ещё более сложной на краю двумерной системы. Как и в объёме, электронная жидкость спин-поляризована внутри несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1. В этом случае можно ожидать обменного усиления щели в спектре внутри полосы. С другой стороны, заранее неизвестно, как распространить результаты, полученные для объёма образца, на щель внутри несжимаемой полосы, в том числе из-за большего бесполядка на краю и наличия скачка потенциала внутри несжимаемой полосы. Традиционные методы (активационные [17], магнетоемкостные [18] и оптические [19]) неприменимы для локальных измерений внутри несжимаемой полосы. Ситуация ещё более осложняется тем, что даже для объёма образца нет определённости о возможности существования сложных спиновых текстур (скирмионов).

Из экспериментов на разных по качеству и концентрации образцах получено (6) значение обменно-увеличенного g-фактора $g = 7$ в полоске несжимаемой электронной жидкости при локальном факторе заполнения 1. Анализ эксперимента показал, что измеряется в такой постановке щель подвижности на краю, аналогично активационным магнетотранспортным исследованиям [17] в объёме образца. По этой причине значительная зависимость щели от компоненты магнитного поля в плоскости двумерной системы может быть вызвана как образованием спиновой текстуры (скирмиона) так и влиянием поля на уширение уровней энергии.

Глава 3 посвящена анализу транспорта между спин-расщеплёнными краевыми состояниями и исследованию возможности управления ядерными спинами.

В ситуации, когда изучается транспорт между краевыми состояниями, образованными двумя нижними энергетическими уровнями (расщеплённый по спину нижний уровень Ландау), перенос заряда должен сопровождаться переворотом спина. Принципиально, переворот спина может быть осуществлён за счёт магнитной примеси, спин-орбитального взаимодействия или сверхтонкого взаимодействия. В сверхчистых гетероструктурах GaAs/AlGaAs магнитные примеси приходится исключить, и остаются последние 2 вклада. Первоначально весь ток между спин-расщеплёнными краевыми состояниями приписывался спин-орбитальному взаимодействию [20]. Несмотря на то, что спин-орбита действительно характерна для гетероструктур GaAs/AlGaAs, константы спин-орбитального взаимодействия всё же невелики, что и приводит к большим длинам установления равновесия [20]. В этих условиях становится существенным ещё один канал переворота спина: одновременный переворот спина электрона и спина ядра (флип-флоп), что приводит к возникновению области динамически поляризованных ядер [21, 22]. Спин-поляризованная ядерная подсистема влияет через поле Оверхаузера на спиновое (Зеемановское) расщепление в спектре электронной подсистемы, что приводит к релаксации транспортных характеристик на макроскопических временах.

В данной главе мы применили геометрию квази-Корбино для изучения переноса электронов между спин-расщеплёнными краевыми состояниями в режиме сильного разбаланса между краевыми состояниями (7). В условиях, когда разность электрохимических потенциалов между краевыми состояниями превышает спектральную щель мы обнаружили сильный гистерезис вольт-амперных характеристик, происходящий из-за медленных релаксационных процессов. В простейшем случае двух краевых состояний (объёмный фактор заполнения равен $\nu = 2$) мы нашли, что релаксация описывается двумя разными

характерными временами - временем локального установления полной спиновой поляризации ядер в области транспорта между краевыми состояниями и временем установления стабильной области поляризованных ядерных спинов вне области транспорта (в силу конкуренции диффузии ядерного спина и релаксации ядерного спина).

Глава 4 посвящена вопросам реконструкции объёмного и краевого спектров в двуслойных электронных системах и связи между ними.

Как известно, связь между краевым и объёмным спектром в режиме квантового эффекта Холла позволяет отнести такие системы к широко обсуждаемому классу топологических изоляторов. Мы показали, что модификация объёмного спектра (8,9,10,11) вызывает модификацию краевого (12), что, например, позволяет управлять топологией краевых состояний создавая структуры нетривиальной топологии — топологические дефекты (13,14).

Раздел 4.1 посвящён вопросам реконструкции объёмного спектра в двуслойных электронных системах с сильной туннельной связью между слоями. Объемные спектры таких систем являются достаточно сложными (8,9,10): при исследованиях методом емкостной спектроскопии показано схлопывание спектральных щелей при некоторых факторах заполнения (8,9), открытие щелей в наклонном магнитном поле (10) в силу образования общих подзон (8).

Для однослойной электронной системы, созданной, например, в гетеропереходе GaAs/AlGaAs, энергетический спектр представляет собой обычную лестницу уровней Ландау. В двуслойном режиме, спектр становится гораздо более сложным. В частности, в разбалансированных электронных системах каждый электрон принадлежит конкретному слою, что позволяет ввести новое квантовое число - индекс слоя, либо, иначе, изоспин, принимающий значения $\pm 1/2$ для верхнего/нижнего слоя соответственно. Каждой проекции изоспина соответствует своя лестница уровней Ландау.

В квантующих магнитных полях при общем факторе заполнения 1 или 2, а так же для сбалансированных систем при любых факторах заполнения, ситуация иная. Каждый электрон имеет существенно ненулевую волновую функцию в обеих частях ямы, и, соответственно, находится в смешанном изоспиновом состоянии. Энергетический спектр представляет собой единую лестницу уровней Ландау с дополнительным (к циклотронному и спиновому) симметрично-антисимметричным расщеплением Δ_{SAS} (8,9). Изоспиновые индексы разных слоёв можно смешать и в разбалансированной системе при факторах заполнения больших 2, введя компоненту магнитного поля, параллельную плоскости системы. Такая компонента не только увеличивает Зеемановское расщепление по сравнению с другими энергетическими масштабами, но и вызывает образование общих подзон (смешанное изоспиновое состояние) (10).

Вблизи баланса (равенства концентраций двух слоёв) можно исследовать фазовые переходы в двуслойной системе [23]. Поскольку результаты работы [23] не входят в состав диссертации, мы ограничимся лишь некоторыми замечаниями, необходимыми для дальнейшего изложения экспериментов по краевому транспорту.

В простейше случае слабого кулоновского межслоевого взаимодействия именно конкуренция между спиновым расщеплением Δ_s и симметрично-антисимметричным Δ_{SAS} определяет объёмные свойства двуслойных систем при общем факторе заполнения в объёме $\nu = 2$. В слабых магнитных полях зеемановское расщепление минимально и два нижних энергетических подуровня расщеплены по спину, так что система при $\nu = 2$ находится в спин-неполяризованном (спин-синглетном) состоянии. При увеличении магнитного поля происходит перестройка спектра: в больших полях Δ_{SAS} является минимальным

энергетическим масштабом, так что два заполненных уровня разделены симметрично-антисимметричным расщеплением и характеризуются одной проекцией спина. Принято говорить, что двуслойная система находится в ферромагнитном состоянии. Такой переход спин-синглет — спиновый ферромагнетик можно вызвать так же введением компоненты магнитного поля в плоскости двуслойной системы при фиксированной нормальной компоненте.

Такой фазовый переход был экспериментально исследован транспортными методами в работе [23] для объёмного спектра и результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками [24], предполагающими фазовый переход из спин-синглетной в новую, наклонную антиферромагнитную фазу. В этой фазе электронные спины в двух слоях отклонены от направления магнитного поля и создают антиферромагнитный полядок в плоскости двуслойной системы [24].

Раздел 4.2 посвящён сравнению сценариев фазового перехода в двуслойной системе в режиме целочисленного КЭХ и в однослойной системе в режиме дробного КЭХ.

Описанный в предыдущем разделе этой главы фазовый переход в двуслойной системе, при котором происхордит смена основного состояния, связанная со сменой спиновой либо изоспиновой поляризации - далеко не единственный пример [25, 23, 26]. Имеет смысл провести сравнение двух типов фазовых переходов: (i) переход [23] из спин-неполяризованного в наклонной антиферромагнитное состояние при общем факторе заполнения $\nu = 2$; (ii) переход [26] между спин-неполяризовапнным и полностью спин поляризованным основным состоянием однослойной системы в режиме дробного КЭХ при факторе заполнения $\nu = 2/3$. В обоих случаях существенную роль играют электронные корреляции (межслоевые и внутрислоевые, соответственно), что позволяет объединить эти переходы в единый класс. Кроме того, дробное состояние $2/3$ в рамках подхода композитных фермионов может быть представлено как целочисленное для фактора заполнения 2 в однослойной системе, так что переход в двуслойной системе отличается прежде всего наличием дополнительной, изоспиновой, степени свободы. Кроме того, оба перехода являются результатом конкуренции основных состояний, каждое из которых существует при нулевой температуре, т.е. оба перехода могут быть отнесены к квантовым фазовым переходам.

Мы исследовали (11) характер смены основного состояния из спин-неполяризованной в спин-упорядоченную фазу при факторах заполнения $2/3$ в однослойной двумерной системе и факторе заполнения 2 в двойной квантовой яме. Мы обнаружили два различных сценаприя фазового перехода в этих случаях. Для перехода в однослойной системе мы предложили качественное объяснение, основанное на эволюции доменной структуры вблизи точки перехода. Природа второго сценария, относящегося к фазовому переходу в двуслойной системе, остаётся неясной. Полученные в данном разделе данные активно использовались в других частях диссертации при исследовании краевого транспорта в таких системах.

Раздел 4.3 описывает исследования транспорта на краю двуслойных электронных систем в режиме целочисленного КЭХ при перестройке объёмного спектра. Ситуация на краю двуслойной системы представляется даже более сложной, чем в объёме. Систематика (порядок следования) краевых состояний определяется объёмным спектром. Это означает, что при фазовом переходе в объёме, связанном со сменой систематики спектра, должна смениться систематика краевых состояний. При измерениях транспорта поперек края образца подтверждена (12) связь между краевыми и объемными спектрами. Электрон-электронное взаимодействие делает эту связь является нетривиальной: экспериментально продемонстрировано (12) исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локально-

му фактору заполнения 1 при объемном фазовом переходе в так называемую наклонную антиферромагнитную фазу.

Раздел 4.4 описывает возможность управлять топологией краевых состояний, например, создавать структуры нетривиальной топологии — топологические дефекты, при помощи модификации объёмного спектра.

Превоначально существование топологических дефектов было предсказано для спин-расщеплённых краевых состояний в однослойной системе, когда разбаланс электрохимпотенциалов краевых состояний превышает спектральную щель [27, 28]. Предполагалось, что в силу электрон-электронного взаимодействия происходит перестройка краевого спектра и краевые состояния локально меняются местами, пересекаясь как минимум в двух точках [27, 28]. такие пересечения и были названы дефектами в топологической структуре краевых состояний, или топологическими дефектами. Экспериментально не наблюдалось никаких свидетельств в пользу существования таких дефектов для спин-расщеплённых краевых состояний, что, по всей видимости, связано с низкой предсказательной способностью приближения Хартри-Фока, использованного в оригинальных расчётах [27, 28]. Однако, идея топологических дефектов сама по себе достаточно интересна, особенно в связи с развиваемой в настоящее время тематикой топологических изоляторов (к классу которых относится и режим квантового эффекта Холла)

Для моделирования топологических дефектов можно попытаться использовать сложные перестройки объёмного спектра в двуслойных электронных системах, возникающие в силу наличия дополнительного квантового индекса - изоспина. При этом для моделирования топологических дефектов осмысленно использовать те режимы реконструкции спектра, которые целиком описываются в рамках одночастичного приближения, в отличие от описанных в предыдущем разделе.

В данной части работы мы экспериментально демонстрируем (13) создание и управление топологическими дефектами в двуслойной электронной системе. При помощи затворного напряжения и компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы, мы управляем изоспиновым состоянием двуслойной системы. В частности, в режиме когда система находится в разных изоспиновых состояниях под затвором и в области затворной щели, краевые состояния вынуждены пересекаться на границах этих областей, что мы наблюдаем по транспортным характеристикам. Показана возможность управлять существованием таких дефектов с помощью компоненты магнитного поля параллельной плоскости двуслойной системы.

Рассмотренная в этом и предыдущем разделах реконструкция краевого спектра имеет несколько неожиданное проявление в другом типе экспериментов. Мы изучали (14) поведение плато Холовского сопротивления при целых факторах заполнения в двуслойной электронной системе в наклонных магнитных полях для образца типа Холловского мостика с контактами преимущественно к верхней части ямы. В узком интервале углов наклона и при значениях магнитного поля, соответствующих целым факторам заполнения в дальней от затвора части ямы, наблюдалось значительное отклонение плато КЭХ от точного квантованного значения, при нулевой диссипативной компоненте тензора сопротивления. Такое поведение вообще говоря, возможно только если подавлено установление равновесия между краевыми состояниями у краёв образца: в таком случае вместо единого двуслойного образца мы имеем два соединённых в параллель однослойных в режиме КЭХ, а при отсутствии единого электрохимпотенциала края нарушается распределение полного тока по слоям. Это объяснение представляется качественно правильным, хотя выделенность определённых значений углов наклона магнитного поля, обнаруженная в работе (14) всё

же неясна.

Глава 5 описывает реконструкцию краевого и объёмного спектров в двумерной электронной системе с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Незатихающий интерес к исследованию полупроводниковых систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием связано, с одной стороны, с их фундаментальными физическими свойствами, а с другой - с возможными применениями в спинтронике. С точки зрения возможных приложений, спин-орбитальное взаимодействие открывает путь к управлению спином электрона при помощи электрических полей. С точки зрения фундаментальной науки, спин-орбитальное взаимодействие – это пример релятивистского эффекта, проявляющегося в рамках физики твёрдого тела. В наше время интерес к такого рода системам только возрос в связи с исследованиями топологических изоляторов - член типа Рашбы в гамильтониане широко используется для моделирования систем с нетривиальной топологией. Таким образом, полупроводниковые системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием могут помочь в перенесении хорошо развитых методов и подходов физики полупроводниковых система на новые направления физических исследований.

Из всех полупроводниковых систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием есть класс структур, характеризующихся уникальным набором параметров. Речь идёт о двумерном электронном газе, созданном в узкой несимметричной квантовой яме $In_xGa_{1-x}As$ с высоким содержанием индия $x \geq 0.75$. Двумерный электронный газ в такой системе характеризуется (i) высокой подвижностью поскольку структура с $x \geq 0.75$ не имеет специального допирования; (ii) низкой электронной концентрацией, которой можно управлять в широких пределах с помощью внешнего затвора; (iii) сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы; (iv) большим затравочным g-фактором, который подвержен дополнительному увеличению за счёт обменных эффектов $g^* \leq 30$.

Даже в нормальных (перпендикулярных плоскости двумерной системы) магнитных полях сильное спин-орбитальное взаимодействие может вызвать переходы между состояниями КЭХ при низких факторах заполнения. Одночастичный спектр двумерной электронной системы с спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы был получен в работе [29]. Спектр представляет собой уровни энергии, описывающиеся следующим соотношением

$$E^s_{N_L} = \hbar\omega_c \left[N_L + \frac{1}{2} s \sqrt{\left(1 - |g|\frac{m}{2m_0}\right)^2 + \frac{\gamma}{B} N_L} \right], \qquad (1)$$

где $s = \pm 1$ для $N_L = 1, 2, 3, ...$ и $s = +1$ для $N_L = 0$, $m = 0.035m_0$ эффективная электронная масса, γ определяет силу спин-орбитального взаимодействия.

В пределе экстремально высоких магнитных полей этот спектр представляет собой хорошо известную лестницу уровней Ландау, расщеплённых по спину. Уменьшение магнитного поля эквивалентно адиабатическому включению спин-орбитального взаимодействия, в силу увеличивающегося члена $\frac{\gamma}{B}$. Важно отметить, что спин-орбитальное взаимодействие влияет даже на систематику уровней. Например, два нижних уровня с отрицательным s (т.е. $1,-$ и $2,-$) пересекут нечувствительный к СО члену уровень $N_L = 0$. Таким образом, можно ожидать что энергетическая щель на уровне Ферми занулится при критических значениях магнитного поля B_{c1} и B_{c2} для факторов заполнения $\nu = 1$ и 2, соответственно. Эта простая одночастичная картина пересечения уровней может быть серьёзно модифицирована электрон-электронным взаимодействием, хотя бы потому что зеемановское расщепление чувствительно к увенличению за счёт обменных эффектов при нечётных факторах заполнения [16].

Количественные измерения щели в спектре на уровне Ферми стандартными [17, 18] методами (активация, магнетоёмкость) в данной системе малоинформативны. $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовые ямы характеризуются длиннопериодной модуляцией концентрации In, что приводит к длиннопериодным флуктуациям потенциала в яме. В таких условиях стандартные количественные методики измерения щели дадут величину, усреднённую по площади образца. Вместо этого мы выполнили (15) локальные измерения щели в несжимаемой полоске электронной жидкости на краю образца с соответсвующим фактором заполнения $\nu = 1, 2$ при помощи краевого транспорта. Эта методика локальных измерений нечувствительна к таким флуктуациям: они только сдвигают положение несжимаемой полосы с данным локальным фактором заполнения относительно края, что никак не проявляется в измерениях ВАХ.

В данной части работы экспериментально продемонстрирована (15) одновременная реконструкция краевого и объёмного спектров, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием для двух нижних факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ для двумерного электронного газа в $In_xGa_{1-x}As$ квантовой яме с высоким содержанием индия $x = 0.75$. Реконструкция спектра имеет разный сценарий при этих факторах заполнения: область реконструкции спектра характеризуется занулением энергетической щели для фактора заполнения $\nu = 2$, в то время как при $\nu = 1$ реконструкция идёт через сосуществование двух фаз КЭХ, соответствующих $\nu = 1$ состоянию с различными спиновыми проекциями. Анализ показывает сильное влияние многочастичных эффектов на реконструкцию при $\nu = 1$.

Глава 6 посвящена исследованию транспорта поперёк края в режиме дробного квантового эффекта Холла.

Раздел 6.1 представляет собой расширенный литературный обзор. Несмотря на схожее с целочисленным КЭХ проявление в эксперименте, дробный квантовый эффект Холла обязан наличию сильного электрон-электронного взаимодействия. Соответственно, требуется и последовательный учет взаимодействия при изучении краевых состояний, что делает задачу чрезвычайно сложной. В этом литературном обзоре предпринята попытка описать состояние исследований на текущий момент так, как его понимает автор.

Поскольку режим дробного эффекта Холла - это режим системы многих сильно взаимодействующих частиц, метода для точного решения задачи с реальным гамильтонианом не существует. Взаимодействие перестраивает основное состояние системы частиц, и новое основное состояние не может быть получено по теории возмущений, как слабая поправка к основному состоянию невзаимодействующей системы. Достаточно рано стало понятно, что новое основное состояние - это не Вигнеровский кристалл с дальним порядком (он был бы запиннингован примесями и конечная холловская проводимость была бы невозможной), а состояние сильно взаимодействующей квантовой жидкости. При теоретическом описании этой квантовой жидкости оказались продуктивными два подхода: метод среднего поля (гипотеза о композитных фермионах) и угадывание волновой функции основного состояния (подход Лафлина).

Описано построение формализма Бюттикера-Ландауера для случаев резкого и плавного краевого потенциалов. В последнем, наиболее интересном практически случае, при приближении к краю, в случае плавного потенциала, поднимается дно двумерной подзоны и уменьшается электронная концентрация. Таким образом, можно ввести локальный фактор заполнения, который будет меняться от объемного значения до нулевого по мере приближения к краю образца. В некоторых точках локальный фактор заполнения должен принимать значения, равные дробным факторам заполнения, при которых может

наблюдаться дробный КЭХ.

Ответ на вопрос, при каких условиях реальный край системы можно считать мягким, был дан в нескольких работах, где численный расчет как с использованием волновой функции Лафлина [30], так и в подходе композитных фермионов показал, что структура полосок сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости возникает уже при ширине края в 5-6 магнитных длин. Иными словами, все реальные потенциалы (травленый край мезы, как самый распространенный случай, и конечно электростатический край) удовлетворяют этому условию.

Было показано [30], что для достаточно чистой системы и достаточно сильного магнитного поля на краю возникают несжимаемые полоски конечной ширины, соответствующие этим дробным факторам заполнения. Таким образом, как и в случае целочисленного КЭХ [9], мягкий край в режиме дробного КЭХ представляет собой чередующиеся полоски сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости.

Отличие от целочисленного случая состоит в том, что теперь невозможно ввести структуру изогнутых на краю уровней Ландау - все происходит на последнем и единственном уровне Ландау. Можно лишь сказать, что в сжимаемых полосках щель отсутствует, в то время как в несжимаемых есть энергетическая щель между основным и возбужденным состояниями. На краях каждой несжимаемой полоски эта щель схлопывается. Бездиссипативный холловский ток, как и в случае целочисленного КЭХ, переносится основным сотоянием, и, поскольку в отсутствие равновесия "избыточный"ток сосредоточен у края несжимаемой области, может быть описан как краевой ток. Как и в целочисленном случае, теперь можно ввести аналог формализма Бюттикера-Ландауера.

Режим дробного КЭХ характеризуется сильным многочастичным электрон-электронным взаимодействием. Это, в частности, означает, что добавление даже единичного электрона к краю системы приводит к возникновению коллективного возбуждения (ссылки на работы о коллективных возбуждениях в режиме целочисленного КЭХ можно найти в (14)). Последовательно данная задача описывается [14] в рамках модели одномерной взаимодействующей направленной (хиральной, или киральной) жидкости Латтинжера. Следует отметить, что данная задача отличается от исходной задачи Латтинжера об одномерной электронной жидкости, где электроны распространяются в двух направлениях ("правые и левые"носители). С развитием исследований в режиме КЭХ задача о жидкости Латтинжера с одним типом носителей (хиральная жидкость) приобрела самостоятельный интерес (см. например обзор [15], где специально выделяется и рассматривается случай хиральной жидкости). Следует отметить, что край двумерной системы в режиме дробного КЭХ - это, по-видимому, единственная реализация хиральной Латтинжеровской жидкости: край создает одномерность системы, объемные состояния - бесконечный резервуар, необходимый в модели Латтинжера, магнитное поле - выделенное направление, обеспечивающее хиральность электронной жидкости. Таким образом, исследование коллективных возбуждений в режиме дробного КЭХ позволяет изучать редкий пример нефермиевской электронной жидкости.

Особенностью латтинжеровской жидкости является отсутствие одночастичных фермионных элементарных возбуждений. Наоборот, элементарными возбуждениями латтинжеровской жидкости являются бозоны, т.е. коллективные моды. Таким образом, электрон, добавленный к краю системы в дробном КЭХ, не является собственным возбуждением на краю и распадается с возбуждение набора коллективных мод. В результате, например, туннельная плотность состояний в режиме дробного КЭХ имеет степенное поведение [14] $D(E) \sim E^{1/g-1}$, так что процесс туннелирования в край должен описываться степенной

вольт-амперной характеристой $I \sim \int D(eV)dV \sim V^{1/g}$, где для константы взаимодействия Латтинжеровской жидкости g имеется универсальное соотношение $g = 1/\nu$ для факторов заполнения ν из основной лафлиновской последовательности.

В случае плавного края все те же соображения относятся к краям каждой несжимаемой полосы [30], находящейся при дробном локальном факторе заполнения. В этом случае, по аналогии с режимом целочисленного КЭХ, краевыми состояниями осмысленно называть полоски сжимаемой электронной жидкости, поскольку они характеризуются определённым электрохимическим потенциалом. В дальнейшем изложении мы постараеся, однако, избегать термина "краевое состояние поскольку в литературе так называют и сами коллективные моды на краю.

При экспериментальном исследовании туннелирования в край необходимо быть уверенным, что нелинейность вольт-амперных характеристик вызвана именно возбуждением коллективных мод, а не деформацией туннельного барьера. Последнее всегда имеет место в режиме целочисленного КЭХ (17,18), в силу мягкости края системы. В режиме дробного КЭХ, была предпринята попытка реализовать случай резкого краевого потенциала. В экспериментах были продемонстрированы степенные вольт-амперные характеристики при туннелировании в край и температурное скалирование этих характеристик с показателями степеней, близкими к предсказанным [14, 31] для фактора запоия $\nu = 1/3$. Тем не менее, различие теории и эксперимента оказалось значительно вне окресности $\nu = 1/3$. По всей видимости, это вызвано всё же неудачей в реализации абсолютно резкого потенциала и образованием на краю структуры сжимаемых и несжимаемых полосок.

Туннелирование в край при наличии структуры сжимаемых и несжимаемых полосок так же приводит к степенной вольт-амперной характеристике, но показатель степени теряет универсальность. Краевые коллективные моды возникают на границах полос несжимаемой электронной жидкости [30]. Кроме того, в силу близости краев таких полосок и дальнодействующего характера электрических полей, эти моды взаимодействуют друг с другом [32]. В результате, при туннелировании в мягкий край в режиме дробного КЭХ, показатель степени туннельной плотности состояний - а следовательно, и вольт-амперной характеристики - становится зависящим от реальной структуры края (является средним геометрическим локальных факторов заполнения вовлечённых несжимаемых полос), хотя степенное поведение вольт-амперной характеристики остается.

В *разделах 6.2-6.4* мы использовали (19-23) предложенную нами методику квази-Корбино для исследования транспорта поперёк отдельной несжимаемой полосы, находящейся при дробном локальном факторе заполнения, на краю образца. Перенос заряда при этом осуществляется с одного края несжимаемого дробного состояния внутри полосы на другой, так что мы можем ожидать проявления многочастичных эффектов в таком транспорте, и, возможно, независимости от соседних несжимаемых полос, в отличие от экспериментов по туннелированию в край двумерной системы.

В нашей методике легко реализуется и случай сильного разбаланса, когда электрон, добавленный на край несжимаемой полосы, должен отдать коллективным модам значительную энергию. Как и в режиме целочисленного КЭХ, для реализации сильного разбаланса необходимо, чтобы ширина щели в затворе была заметно меньше, чем длина установления равновесия при малых разбалансах. Последняя измерялась, как и в режиме целочисленного КЭХ, в в геометрии Холл-бар (холловский мостик) с двумя пересекающими затворами. Оказалось, что длина установления равновесия между краевыми состояниями в режиме дробного КЭХ имеет порядок десятка микрон, что значительно меньше, чем в целочисленном режиме.

Раздел 6.2 описывает процесс установление равновесия на краю на больших масштабах длин в условиях, когда можно исключить влияние остальных полос, либо, путём изменения объёмного фактора заполнения, добавить к исследуемой системе влияние соседней несжимаемой области. Показано (19), что это влияние приводит к значительному увеличению транспорта поперек края. Пор всей вероятности, невозможный в одночастичной картине "избыточный"перенос заряда при установлении равновесия является результатом [33, 34] возбуждения коллективных мод на краю несжимаемого состояния с фактором заполнения $2/5$. Для данного эксперимента проведена модификация оригинальной методики, позволяющая варьировать длину области взаимодействия на одном и том же образце в одном охлаждении.

Исследование уравновешивания позволило экспериментально показать влияние коллективных мод на транспорт через несжимаемую полоску, по мало подходит для количественного анализа этих мод. Для этого более подходит транспорт на малых длинах области взаимодействия (20,21) - фактически точечное возбуждение коллективных мод.

Раздел 6.3 описывает зависимость длины установления равновесия от разбаланса в режиме дробного КЭХ в сравнении с режимом целочисленного КЭХ. Экспериментально получена количественная зависимость длины установления равновесия от разности электрохимических потенциалов краевых состояний (20,21). Для целых факторов заполнения поведение соответствует известному, вызванному деформацией потенциального барьера между краевыми состояниями (длина установления равновесия очень велика при малых разбалансах и падает при попроговом напряжении до малой величины около 2 мкм, которая практически не зависит от разбаланса), для дробей - наблюдается монотонная степенная зависимость (при этом значения около нуля разбаланса соответсвуют ожидаемым 10 мкм при факторе заполнения $2/3$ в объёме и превышают это значение при $2/5$, в полном соответствии с экспериментами на образцах с переменной шириной области взаимодействия).

В эксперименте при малых длинах области взаимодействия обнаружены вольт-амперные характеристики (20,21), качественно отличающиеся от соответствующих характеристик в условиях целочисленного заполнения: (i) на кривых нет порога, (ii) ВАХ сильно нелинейна во всем диапазоне напряжений, (iii) кривая лишь слабо несимметрична. Такое поведение ВАХ наблюдается при транспорте через несжимаемые полоски при любых дробных локальных факторах заполнения, в то время как при любых целых локальных факторах заполнения наблюдается выраженное пороговое поведение правой ветви ВАХ.

Показано (20,21), что зависимость длины установления равновесия в этих условиях от разбаланса и температуры отражает зависимость туннельной плотности состояний от этих параметров. Последняя определяется эффектами возбуждения коллективных мод и, ожидается [14, 31], имеет степенной характер, что подтверждается нашими экспериментальными результатами. При этом значения показателей степени в этих условиях определены впервые и нуждаются в теоретическом осмыслении. Эти показатели различны для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ и для $\nu = 2/5, g = 1/3$, что, по всей видимости, вызвано возбуждением коллективных мод и на границе объемного $2/5$, т.е. влиянием соседней несжимаемой области. Тут необходимо ещё раз подчеркнуть, что теоретическая задача о хиральной Латтинжеровской жидкости представляет значительные технические трудности. По этой причине необходимо быть крайне аккуратным при сравнении теоретически рассмотренных геометрий [14, 31] с реальной геометрией нашего эксперимента.

Полученные в этом разделе количественные результаты подтверждают качественные эффекты, показанные в предыдущем разделе, а именно, что край объёмного состояния $2/5$

влияет на процессы транспорта поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1/3. В то же время, при объёмном факторе заполнения 2/3 несжимаемая полоса с локальным фактором заполнения 1/3 может быть рассмотрена как изолированная.

Раздел 6.4 исследован процесс установления равновесия на краю для сложных состояний дробного КЭХ.

В предыдущих разделах мы исследовали перенос электрона с края на край отдельной несжимаемой полоски, находящейся при дробном локальном факторе заполнения 1/3. Мы показали, что даже в этих простейших условиях может проявляться влияние края объёмного несжимаемого состояния. В такой постановке эксперимент теряет смысл для сложных состояний дробного КЭХ, типа 4/3 и 5/3, где на краю предполагается существование более чем одной ветви коллективных возбуждений. С другой стороны, для этих факторов заполнения имеет смысл (22) прямо обратная постановка эксперимента: можно исследовать транспорт через несжимаемую полосу с локальным целочисленным фактором заполнения 1, имея в области затворной щели дробное состояние с большим фактором заполнения 4/3 или 5/3. В таком случае, при разбалансах, превышающих зеемановскую щель в целочисленной полосе, все особенности транспорта, отличные от хорошо известного целочисленного случая, будут связаны с краем объёмного несжимаемого дробного состояния.

При транспорте в режиме сильного разбаланса $V > V_{th}$ мы изымаем электрон из края этого дробного состояния и переносим его поперёк края. Такое изъятие электрона для режима дробного КЭХ сопровождается возбуждением коллективных мод, которые имеют сложную структуру [14] для этих факторов заполнения 5/3 и 4/3. Структура коллективных мод соответствует структуре основного состояния, которое конструируется для 4/3 как квазиэлектронное лафлиновское состояние на фоне заполненного нижнего уровня Ландау, а для 5/3 как квазидырочное лафлиновское состояние на фоне двух заполненных уровней Ландау. Неполное равновесие может означать частичное возбуждение этих мод, т.е. подтверждать их сложную структуру. Интересно, что одновременно с публикацией работы (22), представляющей обсуждаемые здесь экспериментальные результаты, вышла независимая от неё теоретическая работа [35], где такой эффект был предсказан теоретически (хотя основное внимание в работе [35] уделено состоянию 5/2, те же рассуждения справедливы и для 4/3 и 5/3).

Похожий эффеккт наблюдался (23) нами и при сравнении транспорта через несжимаемую полоску с локальным фактором заполнения 2/3 и транспортом через несжимаемую полоску с локальным фактором 1/3 на образцах с широкой (5 мкм) щелью в затворе. Обнаруженная в эксперименте [21] разница наклонов в терминологии формализма Бюттикера-Ландауера соответствует *избыточному* переносу заряда между краевыми состояниями, механизм для которого в рамках этого формализма предложить затруднительно. С другой стороны, фактор заполнения 2/3 выделен в данном эксперименте лишь тем, что для краев полоски 2/3 ожидается сложная структура коллективных мод [14], взаимодействие между которыми, по всей видимости, и определяет "избыточное"уравновешивание.

Таким образом, исследование процессов установления равновесия для разных дробных факторов заполнения 2/3, 4/3 и 5/3 свидетельствует в пользу существования сложной структуры коллективных возбуждений у краев отдельной несжимаемой области при этих не-лафлиновских дробных факторах заполнения в соответствии с предсказаниями эффективной теории края.

Глава 7 посвящена переносу энергии на краю образца в режиме квантового эффекта Холла.

Благодаря подробному исследованию различных эффектов краевого транспорта в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла открывается возможность использовать полученные знания для экспериментального моделирования различных физических эффектов в одномерной заряженной электронной жидкости. Две задачи такого рода будут рассмотрены в этой и следующей главах.

Как подробно описывалось выше, возбуждение коллективных мод существенно при исследованиях транспорта поперёк края. Обычно речь идёт о заряженных модах (краевых магнетоплазномах), распространяющихся вдоль края в направлении дрейфа электронов [36]. Однако, в последнее время широко обсуждаеся [37] возможность существования нейтральной моды, распространяющейся навстречу направлению электронного дрейфа. Такая мода возникает [37] как результат взаимодействия нескольких заряженных мод. Она, в силу нейтральности, не может быть прямо обнаружена в транспортном эксперименте, но такая нейтральная мода должна переносить энергию, что позволяет выполнить экспериментальную проверку теоретических представлений [35, 37].

В данной Главе мы использовали (24) реконструированный край двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла для изучения возможности существования нейтральной моды коллективных возбуждений на краю, распространяющейся навстречу направлению электронного дрейфа. Новый дизайн образцов позволил нам независимо исследовать транспорт заряда и энергии вдоль края образца. Мы продемонстрировали перенос энергии навстречу дрейфу электронов для факторов заполнения 1 и $1/3$ при больших разбалансах электрохимпотенциалов краевых состояний. Реконструкция края была предсказана как результат влияния кулоновского взаимодействия на плавный краевой потенциал. Экспериментальным свидетельством в пользу такой реконструкции является наблюдение так называемой отрицательной плотности состояний на краях плато, соответствующего $\nu = 1, 1/3$ режиму КЭХ при объёмных магнетоемкостных измерениях. Анализ эксперимента показывает, что нейтральная коллективная мода на краю, реконструированном взаимодействием, является основным кандидатом для объяснения экспериментального эффекта, причём именно режим сильного разбаланса открывает доступ к эффективному возбуждению и детектированию нейтральной моды.

Глава 8 посвящена созданию и исследованию квантовых интерферометров нового типа (25-30), основанных на электронном транспорте между со-направленными краевыми состояниями.

Раздел 8.1 содержит литературный обзор, в котором описан принцип работы электронных интерферометров в режиме КЭХ и дано изложение состояния исследований на сегодняшний момент.

Транспорт по краевым состояниям позволил реализовать электронные аналоги оптических интерферометров типа Маха-Цендера и Фабри-Перо, см, например, обзор [38]. В этих аналогах локальный контакт между краевыми состояниями играет роль полупрозрачного зеркала, т. к. в области контакта для отдельного электрона есть конечная вероятность как остаться в исходном краевом состоянии, так и перейти в другое. Фазовый сдвиг между траекториями управляется с помощью эффекта Ааронова-Бома, малым изменением внешнего магнитного поля либо эффективной площади интерферометра. Данные приборы принципиально отличаются от привычных интерферометров Ааронова-Бома, поскольку работают в квантующих магнитных полях — магнитное поле прежде всего задаёт геометрию интерференционного прибора.

С первых работ основной целью исследований было изучение состояния дробного квантового эффекта Холла, в частности, заряда квазичастицы и статистики. Действительно,

поскольку период осцилляций определятся эффектом Ааронова-Бома, условие периодичности можно записать как $\Delta(BS) = \Phi_0$, где Φ_0 - квант магнитного потока. Можно надеяться, что при неизменной площади петли интерферометра S, сравнение периодов по магнитному полю при факторах заполнения 1 и 1/3 даст отношение квантов потока в целочисленном и дробном состояниях КЭХ, т.е. заряд возбуждения в режиме КЭХ при дробном факторе заполнения. Однако уже в первой экспериментальной работе [39], было показано что эффективная площадь петли интерферометра не совпадает с литографической и может зависеть от внешних параметров, что затрудняет сравнение периодов по полю с целью получения заряда элементарного возбуждения в режиме дробного КЭХ.

Тем не менее, оказалось, что электрон-электронное взаимодействие приводит к интересным физическим эффектам даже в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Простота интерференционной схемы в интерферометрах Маха-Цендера позволила детально исследовать процессы потери когерентности в режиме целочисленного КЭХ. Было показано, что даже малый разбаланс электрохимических потенциалов в квантовом точечном контакте подавляет интерференцию. Видность осцилляций немонотонно падает и обращается в ноль при разбалансах полядка 20-30 микроэВ. Были предложены различные теоретические механизмы для объяснения процессов потери когерентности в таких интерферометрах, но полная теория процессов декогеренции, правильно описывающая зависимость от разбаланса и магнитного поля, всё ещё отсутствует.

Интерференционные осцилляции не наблюдались в режиме дробного КЭХ для интерферометров типа Маха-Цендера, что связано, по-видимому, с малой длиной когерентности при дробных факторах заполнения, в то время как наличие вытравленной области с омическим контактом внутри петли интерферометра ограничивает минимальный размер прибора примерно 10 микронами. Это соответствует результатам, известным для интерферометров типа Фабри-Перо: на этих приборах осцилляции при дробных факторах заполнения так же не наблюдаются уже при микронных размерах петли интерферометра.

Раздел 8.2 описывает модификацию нашей геометрии квази-Корбино, позволившую создать создали квантовые интерферометры нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца.

Для реализации новой интерференционной схемы в область затворной щели введён маленький дополнительный затвор, см. Рис. 3. Двумерный электронный газ под этим затвором обеднён до того же фактора заполнения 1, так что область взаимодействия краевых состояний оказывается разбита на две: одно краевое состояние проходит под затвором, а второе огибает затвор. При этом область двумерного газа под дополнительным затворчиком представляет собой внутренность итрерференционной петли. Фазой интерференции можно управлять меняя магнитный поток через эту область, т.е. меняя магнитное поле либо затворное напряжение (последнее меняет геометрический размер петли). Существенной особенностью данной геометрии является тот факт, что сама геометрия задана режимом КЭХ под затвором (вне режима КЭХ начнётся протекание транспортного тока по объёму), так что при вариации и магнитного поля, и затворного напряжения необходимо оставаться внутри режима КЭХ.

Следует отметить, что предложенная интерференционная схема принципиально отличается от интерферометров, реализованных с помощью квантовых точечных контактов. В квантовом контакте перенос заряда осуществляется между одинаковыми, но противоположно направленными краевыми состояниями, существующими на разных краях образца, т.о. это процесс рассеяния назад. В предложенной геометрии, перенос заряда есть процесс

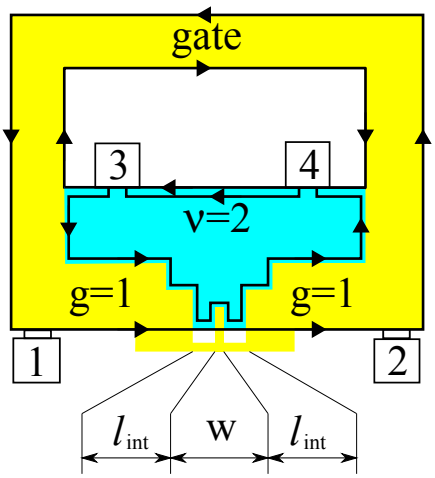

Рис. 3: Реализация интерферометра при помощи геометрии квази-Корбино, разработанной для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями. Затвор (жёлный цвет) задаёт геометрию эксперимента, обедняя двумерный электронный газ под ним до фактора заполнения 1. Краевые состояния возникают у границ образца, одно из них, следуя вдоль границы затвора, соединяет внутреннюю и внешнюю границы и позволяет исследовать транспорт между со-направленными краевыми состояниями в области затворной щели на внешней границе образца (не в масштабе). Для реализации новой интерференционной схемы в область затворной щели введён маленький дополнительный затвор.

рассеяния вперёд между двумя со-направленными, но вообще говоря разными краевыми состояниями, распространяющимися на одном краю образца. В этой связи процессы декогеренции должны быть принципиально иными в предложенной схеме. С точки зрения топологии краевых состояний, предложенная схема является точным аналогом оптического интерферометра Маха-Цендера, причём без вытравленной области и омического контакта внутри петли интерферометра. Таким образом снимаются как технические ограничения на реализацию интерферометра малого размера, так и принципиальные на работу в режиме дробного КЭХ, происходящие из теоремы Байрса-Янга [40].

Разделы 8.3 и 8.4 посвящены обсуждению полученных результатов.

Мы создали квантовые интерферометры (квази-Фабри-Перо (25-27) и Маха-Цендера (28-30)) нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца. Продемонстрировано наличие интерференционной картины в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. Экспериментально показано, что интерференционная картина нечувствительна к процессам перезарядки даже для малых размеров активной области интерферометра, в отличие от приборов с встречно направленными краевыми состояниями, что значительно упрощает интерпретацию интерференционной картины (28).

В режиме целочисленного квантового эффекта Холла показано (25,28) что интерференционная картина существует лишь при больших разбалансах, в отличие от квантовых интерферометров обычного типа. Данное поведение связано со спецификой сохранения когерентности при транспорте между со-направленными спин-расщеплёнными краевыми состояниями (обсуждается в (28)).

В режиме дробного квантового эффекта Холла впервые удалось пронаблюдать интерференцию в интерферометре типа Маха-Цендера (29,30). При этом наша реализация дан-

ного интерферометра, в отличие от общепринятой, не содержит внутри интерференционной петли область, не занятую электронным газом, что позволяет иметь внутри интерференционной петли только квантовохольное состояние электронной жидкости с фактором заполнения 1/3. Так реализованный интерферометр Маха-Цендера ясно демонстрирует интерференционные осцилляции с периодом по магнитному потоку $\Phi^* = e/e^*\Phi_0 = 3\Phi_0$ при дробном факторе заполнения 1/3, что подтверждает теоретические представления теории Лафлина для дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 1/3. Видность интерференционной картины при дробных факторах заполнения сильно зависит от разбаланса (29,30), обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

В **Заключении** суммируются основные выводы работы:

1. Основой всех экспериментальных результатов, представленных в данной работе, является использование уникальной экспериментальной методики, позволяющей напрямую исследовать транспорт заряда между со-направленными краевыми состояниями, возникающими на краю двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). В такой постановке эксперимента взаимодействующие краевые состояния, вообще говоря, характеризуются разными квантовыми числами, что принципиально отличает нашу методику от стандартного квантового точечного контакта, где приводятся во взаимодействие противоположно направленные, но идентичные краевые состояния. Другой уникальной особенностью данной методики является возможность проводить эксперимент в условиях сильной неравновесности между краевыми состояниями. Предложена модификация формализма Бюттикера-Ландауера путем введения локальной характеристики транспорта, позволяющая количественно описывать транспорт поперек несжимаемой полосы в условиях сильной неравновесности.

2. При исследовании транспорта между со-направленными краевыми состояниями с различной спиновой ориентацией, мы обнаружили релаксацию на макроскопических временах, связанную с образованием области динамически поляризованных ядерных спинов (при одновременном перевороте спина электрона и ядра). Экспериментально показано, что релаксация, возникающая в силу обратного влияния поля Оверхаузера на спиновое расщепление в спектре электронной подсистемы, характеризуется двумя характерными временами - временем локального установления полной спиновой поляризации ядер в области транспорта между краевыми состояниями и временем установления стабильной области поляризованных ядерных спинов вне области транспорта (в силу конкуренции диффузии ядерного спина и релаксации ядерного спина).

3. Наша методика позволила провести локальные исследования энергетических щелей в полосках несжимаемой электронной жидкости на краю образца в режиме КЭХ. Кроме того, образцы, разработанные нами для исследования транспорта между краевыми состояниями, позволяют одновременно применить и стандартные методы ёмкостной спектроскопии для анализа спектра в глубине образца, что позволяет сравнить щели в краевом и объёмном спектрах в режиме КЭХ.

4. Для однослойной двумерной электронной системы, реализованной в гетеропереходе GaAs/AlGaAs продемонстрировано экспериментально соответствие щелей в краевом и объёмном спектрах КЭХ (циклотронной и зеемановской с обменно-увеличенным

значением $g-$фактора $g = 7$ для чётных и нечётных локальных факторов заполнения соответственно), что служит доказательством плавности краевого потенциала в режиме КЭХ. Из экспериментов на разных по качеству и концентрации образцах показано, что измеренная в нашей методике щель в краевом спектре является щелью подвижности и проанализирована её зависимость от компоненты магнитного поля в плоскости двумерной системы.

5. Экспериментально продемонстрирована одновременная реконструкция краевого и объёмного спектров, вызванная сильным спин-орбитальным взаимодействием для двух нижних факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ для двумерного электронного газа в $In_xGa_{1-x}As$ квантовой яме с высоким содержанием индия $x = 0.75$. Реконструкция спектра имеет разный сценарий при этих факторах заполнения: область реконструкции спектра характеризуется занулением энергетической щели для фактора заполнения $\nu = 2$, в то время как при $\nu = 1$ реконструкция идёт через сосуществование двух фаз КЭХ, соответствующих $\nu = 1$ состоянию с различными спиновыми проекциями. Анализ показывает сильное влияние многочастичных эффектов на реконструкцию при $\nu = 1$.

6. Проведены исследования объёмного спектра двуслойных электронных систем методом емкостной спектроскопии в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Объемные спектры таких систем оказались достаточно сложными: показано схлопывание спектральных щелей при некоторых факторах заполнения, возникновение новых, гибридных, щелей при факторах заполнения $\nu = 1, 2$, вызванное перестройкой волновых функций подзон в нормальном магнитном поле, и показано возникновение гибридных щелей при факторах заполнения $\nu > 2$ при введении компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы.

7. Проведены исследования транспорта на краю двуслойных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Показано, что модификация объёмного спектра позволяет управлять топологией краевых состояний, например, создавать структуры нетривиальной топологии — топологические дефекты. Экспериментально продемонстрировано формирование топологических дефектов в структуре краевых состояний двуслойной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла. Показана возможность управлять существованием таких дефектов с помощью компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы.

8. При измерениях транспорта поперек несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 установлена нетривиальная связь между краевыми и объемными свойствами: экспериментально продемонстрировано исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локальному фактору заполнения 1, при объемном фазовом переходе в так называемую наклонную антиферромагнитную фазу.

9. В режиме дробного квантового эффекта Холла развитая нами методика позволяет исследовать транспорт поперек (с края на край) отдельной несжимаемой полосы, находящейся при заданном дробном локальном факторе заполнения. В зависимости от использованных факторов заполнения, методика позволяет исключить влияние остальных полос, либо, путём изменения объёмного фактора заполнения, добавить к исследуемой системе влияние соседней несжимаемой области.

10. При исследовании транспорта поперек отдельной несжимаемой полосы, находящейся при заданном дробном локальном факторе заполнения, обнаружено степенное поведение вольт-амперных характеристик, что даже качественно отличается от поведения исследуемой системы в условиях целочисленного заполнения. Анализ вольт-амперных характеристик показывает, что обнаруженное экспериментально степенное поведение соответствует ожидаемому для латтинжеровской туннельной плотности состояний, вызванному возбуждением коллективных мод хиральной латтинжеровской жидкости.

11. Исследование процессов установления равновесия при транспорте поперёк отдельной несжимаемой полосы для дробных факторов заполнения 2/3, 4/3 и 5/3 свидетельствует в пользу существования сложной структуры коллективных краевых возбуждений при этих не-лафлиновских дробных факторах заполнения в соответствии с предсказаниями эффективной теории края.

12. В условиях, когда существенно влияние соседней несжимаемой области, находящейся при дробном факторе заполнения 2/5, показано, что это влияние приводит к значительному увеличению транспорта поперек края на больших масштабах длин. Для данного эксперимента проведена модификация оригинальной методики, позволяющая варьировать длину области взаимодействия на одном образце.

13. Наша экспериментальная методика позволила независимо исследовать перенос заряда и энергии вдоль края двумерной системы в режиме квантового эффекта Холла. Мы продемонстрировали, что в условиях сильной неравновесности на краю возникает перенос энергии навстречу дрейфу электронов для факторов заполнения 1 и 1/3. Анализ эксперимента показывает, что предсказанная теоретически нейтральная мода коллективных краевых возбуждений является основным кандидатом для объяснения экспериментального эффекта, причём именно режим сильной неравновесности открывает доступ к эффективному возбуждению и детектированию такой нейтральной моды.

14. Экспериментально реализованы квантовые интерферометры (квази-Фабри-Перо и Маха-Цендера) нового типа, в которых интерференционные траектории образованы со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца. Продемонстрировано наличие интерференционной картины в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. Экспериментально показано, что интерференционная картина нечувствительна к процессам перезарядки даже для малых размеров активной области интерферометра, в отличие от приборов с встречно направленными краевыми состояниями, что значительно упрощает интерпретацию интерференционной картины.

15. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла показано что интерференционная картина существует при больших разбалансах, превышающих спектральную щель, в отличие от квантовых интерферометров обычного типа. Данное поведение объяснено спецификой сохранения когерентности при транспорте между со-направленными спин-расщеплёнными краевыми состояниями.

16. В режиме дробного квантового эффекта Холла впервые удалось пронаблюдать интерференцию в интерферометре типа Маха-Цендера. При этом наша реализация данного интерферометра, в отличие от общепринятой, не содержит внутри интерферен-

ционной петли область, не занятую электронным газом, что позволяет иметь внутри интерференционной петли только квантовохольное состояние электронной жидкости с фактором заполнения 1/3. Так реализованный интерферометр Маха-Цендера ясно демонстрирует интерференционные осцилляции с периодом по магнитному потоку $\Phi^* = e/e^*\Phi_0 = 3\Phi_0$ при дробном факторе заполнения 1/3, что подтверждает теоретические представления теории Лафлина для дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 1/3. Видность интерференционной картины при дробных факторах заполнения сильно зависит от разбаланса, обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

12 Список публикаций основных результатов диссертационной работы

1. **Девятов Э.В.**, Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла // Успехи физических наук, –2007. т.177, №2, – стр. 207-229.

2. **Deviatov E. V.**, Lorke A., Separately contacted edge states at high imbalance in the integer and fractional quantum Hall effect regime // phys. stat. sol. (b). – 2008. 245, No. 2, – pp. 366 – 377.

3. Wurtz A., Wildfeuer R., Lorke A., **Deviatov E. V.**, and Dolgopolov V. T., Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect // Phys. Rev. B. – 2002. vol. 65, – pp. 075303.

4. **Deviatov E. V.**, Dolgopolov V. T., Wurtz A., Charge redistribution between cyclotron-resolved edge states at high imbalance // JETP Letters. –2004. vol. 79(10), – pp. 618.

5. Wurtz A., **Deviatov E.V.**, Lorke A., Dolgopolov V.T., Reuter D., and Wieck A.D., Separately contacted edge states in the fractional quantum Hall regime // Physica E. –2004. vol. 22 (1-3) – pp. 177-180.

6. **Deviatov E.V.**, Lorke A., Biasiol G., Sorba L., Wegscheider W., Local investigation of the energy gap within the incompressible strip in the quantum Hall regime // JETP Letters. – 2010. vol. 92, issue 1, – pp. 69.

7. **Deviatov E. V.**, Wurtz A., Lorke A., Melnikov M. Yu., Dolgopolov V. T., Reuter D., and Wieck A. D., Two relaxation mechanisms observed in transport between spin-split edge states at high imbalance // Phys. Rev. B. – vol. 69, – pp. 115330.

8. Dolgopolov V. T., Shashkin A. A., **Deviatov E. V.**, Hastreiter F., Hartung M., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Electron subbands in a double quantum well in a quantizing magnetic field // Phys. Rev. B. – 1999. vol. 59, – pp. 13235-13241.

9. Dolgopolov V.T., Tsydynzhapov G.E., Shashkin A.A., **Deviatov E.V.**, Hastreiter F., Hartung M., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Magnetic-field-induced hybridization of electron subbands in a coupled double quantum well // JETP Letters. – 1998. vol. 67 (8), – pp. 595-601.

10. **Deviatov E.V.**, Khrapai V.S., Shashkin A.A., Dolgopolov V.T., Hastreiter F., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Opening an energy gap in an electron double layer system at the integer filling factor in a tilted magnetic field // JETP Letters. – 2000. vol. 71 (12), – pp. 496-499.

11. Dolgopolov V. T., **Deviatov E. V.**, Khrapai V. S., Reuter D., Wieck A. D., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Spin ordering: two different scenarios for the single and double layer structures in the fractional and integer quantum Hall effect regimes // Phys. Stat. Sol. (b). – 2006. vol. 243, No. 14, – pp. 3648-3652.

12. **Deviatov E. V.**, Wurtz A., Lorke A., Melnikov M. Yu., Dolgopolov V. T., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Manifestation of the bulk phase transition in the edge energy spectrum in a two-dimensional bilayer electron system // JETP Letters. – 2004. vol. 79 (4), – pp. 171-176.

13. **Deviatov E. V.**, Dolgopolov V. T., Wurtz A., Lorke A., Wixforth A., Wegscheider W., Campman K. L., and Gossard A. C., Topological defects in the edge-state structure in a bilayer electron system // Phys. Rev. B. –2005. vol. 72, – pp. 041305.

14. **Deviatov E. V.**, Shashkin A. A., Dolgopolov V. T., Kutcshera H.-J., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Shifting the quantum Hall plateau level in a double layer electron system // JETP Letters. – 2002. vol. 75 (1), pp. 34-36.

15. Kononov A., Biasiol G., Sorba L., and **Deviatov E. V.**, Energy spectrum reconstruction at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling // Phys. Rev. B. – 2012. vol. 86, – pp. 125304.

16. **Deviatov E.V.**, Dolgopolov V.T., Williams F.I.B., Jager B., Lorke A., Kotthaus J.P., Gossard A.C., Excitation of edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron gas by inductive coupling // Applied Physics Letters. – 1997. vol. 71, – pp. 3655-3657.

17. Shashkin A.A., Dolgopolov V.T., **Deviatov E.V.**, Irmer B., Haubrich A.G.C., Kotthaus J.P., Bichler M., Wegscheider W., Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron gas system // Physica B. – 1999. vol. 272, -pp. 133-135.

18. Shashkin A.A., Dolgopolov V.T., **Deviatov E.V.**, Irmer B., Haubrich A.G.C., Kotthaus J.P., Bichler M., Wegscheider W., Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron system // JETP Letters. – 1999. vol. 69, – pp. 603-609.

19. **Deviatov E. V.**, Kapustin A. A., Dolgopolov V. T., Lorke A., Reuter D., and Wieck A. D., Equilibration between edge states in the fractional quantum Hall effect regime at high imbalances // Phys. Rev. B. – 2006. vol. 74, – pp. 073303.

20. **Deviatov E. V.**, Kapustin A. A., Dolgopolov V. T., Lorke A., Reuter D., and Wieck A. D., Evidence for the Luttinger liquid density of states in transport across the incompressible stripe at fractional filling factors // EPL (formerly Europhysics Letters). – 2007. vol. 77, – pp. 37002.

21. **Deviatov E. V.**, Dolgopolov V. T., Lorke A., Reuter D., and Wieck A. D., Transport across the incompressible strip in the fractional quantum Hall effect regime. // Physica E. – 2008. vol. 40, – pp. 1232–1234.

22. **Deviatov E. V.**, Lorke A., and Wegscheider W., Manifestation of a complex edge excitation structure in the quantum Hall regime at high fractional filling factors // Phys. Rev. B. – 2008. vol. 78, – pp. 035310.

23. **Deviatov E.V.**, Dolgopolov V.T., Lorke A., Wegscheider W., Wieck A.D., Experimental investigation of the edge states structure at fractional filling factors // JETP Letters. – 2005. vol. 82, issue 8, –pp. 598-602.

24. **Deviatov E. V.**, Lorke A., Biasiol G., and Sorba L., Energy Transport by Neutral Collective Excitations at the Quantum Hall Edge // Phys. Rev. Lett.. – 2011. vol. 106, – pp. 256802.

25. **Deviatov E.V.** and Lorke A., Experimental realization of a Fabry-Perot-type interferometer by copropagating edge states in the quantum Hall regime // Phys. Rev. B. – 2008. vol. 77, – pp. 161302.

26. **Deviatov E. V.**, Marquardt B., Lorke A., Biasiol G., and Sorba L., Interference effects in transport across a single incompressible strip at the edge of the fractional quantum Hall system // Phys. Rev. B. – 2009. vol. 79, – pp. 125312.

27. **Deviatov Eduard V.**, Marquardt Bastian, Lorke Axel, Biasiol Giorgio, and Sorba Lucia, Experimental realization of a Fabry-Perot-type interferometer by co-propagating edge states in the integer and fractional quantum Hall effect regimes // Proc. SPIE. – 2009. vol. 7364, – pp. 73640Q.

28. **Deviatov E. V.**, Ganczarczyk A., Lorke A., Biasiol G., and Sorba L., Quantum Hall Mach-Zehnder interferometer far beyond equilibrium // Phys. Rev. B. – 2011. vol. 84, – pp. 235313.

29. **Девятов Э.В.**, Электронные интерферометры в режиме квантового эффекта Холла // Физика Низких Температур. – 2013. том 39 (1), – С. 11-25.

30. **Deviatov E. V.**, Egorov S. V., Biasiol G., and Sorba L., Quantum Hall Mach-Zehnder interferometer at fractional filling factors // EPL (formerly Europhysics Letters). – 2012. vol. 100, – pp. 67009.

Список литературы

[1] Deviatov E. V. Edge states in the regimes of integer and fractional quantum Hall effects // Physics-Uspekhi. – 2007. vol. 50 (2) – pp. 197-218.

[2] Deviatov E. V., Lorke A. Separately contacted edge states at high imbalance in the integer and fractional quantum Hall effect regime // phys. stat. sol. (b) – 2008. vol. 245 –pp. 366-377.

[3] Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М., Квантовая Механика: Нерелятивистская теория. – М.:Физматлит, 2001.

[4] Квантовый Эффект Холла: Пер. с англ./Под ред. Р.Пренджа, С. Гирвина. – М.: Мир, 1989.

[5] Хайкин М.С., Осцилляторная зависимость поверхностного сопротивления металла от слабого магнитного поля // Письма в ЖЭТФ – 1966. т. **4** – С. 164-169.

[6] Halperin B. I., Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential // Phys. Rev. B – 1982. vol.**25**, – pp. 2185-2190.

[7] Thouless D.J., Edge voltages and distributed currents in the quantum Hall effect // Phys. Rev. Lett. – 1993. vol.**71**, – pp. 1879-1882.

[8] Büttiker M., Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors // Phys. Rev. B – 1988. vol.**38**, – pp. 9375-9389.

[9] Chklovskii D. B., Shklovskii B. I., and Glazman L. I., Electrostatics of edge channels // Phys. Rev. B – 1992. vol.**46**, – pp. 4026-4034.

[10] Güven Kaan and Gerhardts Rolf R., Self-consistent local equilibrium model for density profile and distribution of dissipative currents in a Hall bar under strong magnetic fields // Phys. Rev. B – 2003. vol. **67**, – pp. 115327.

[11] E. Ahlswede, J. Weis, K. v. Klitzing, K. Eberl, Hall Potential Distribution in the Quantum Hall Regime in the Vicinity of a Potential Probe Contact // Physica E – 2002. vol.**12**, –pp. 165-168.

[12] Landauer R., Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices // Philosophical Magazine. – 1970. vol. 21, pp. 863-867.

[13] Haug R.J., Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields // Semicond. Sci. Technol. – 1993. vol.**8**, – pp. 131-153.

[14] Xiao-Gang Wen, Gapless boundary excitations in the quantum Hall states and in the chiral spin states // Phys. Rev. B – 1991. vol.**43**, – pp. 11025-11036; Electrodynamical properties of gapless edge excitations in the fractional quantum Hall states // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol.**64** – pp. 2206-2209.

[15] Fisher Matthew P.A., Glazman Leonid I., / chapter in "Mesoscopic Electron Transport edited by L. Kowenhoven, G. Schoen and L. Sohn, – NATO ASI Series E, Kluwer Ac. Publ., Dordrecht, 1996.; arXiv:cond-mat/9610037v1

[16] Ando T. and Uemura Y., Theory of Oscillatory g Factor in an MOS Inversion Layer under Strong Magnetic Fields // J. Phys. Soc. Jpn. – 1974. vol.**37**, – pp. 1044-1052; Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М. , Двумерные электроны в сильном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ – 1981. т.**33**, – С. 152-155; Kallin C. and Halperin B. I., Excitations from a filled Landau level in the two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B – 1984. vol.**30**, – pp. 5655-5668.

[17] Usher A., Nicholas R. J., Harris J. J., and Foxon C. T., Observation of magnetic excitons and spin waves in activation studies of a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B – 1990. vol.**41**, – pp. 1129-1134.

[18] Dolgopolov V. T., Shashkin A. A., Aristov A. V., Schmerek D., Hansen W., Kotthaus J. P., and Holland M., Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions // Phys. Rev. Lett. – 1997. vol. **79**, – pp. 729-732.

[19] Vankov A. B., Kulik L. V., Kukushkin I. V., Kirpichev V. E., Dickmann S., Zhilin V. M., Smet J. H., von Klitzing K., and Wegscheider W., Low-Magnetic-Field Divergence of the Electronic g Factor Obtained from the Cyclotron Spin-Flip Mode of the $\nu = 1$ Quantum Hall Ferromagnet // Phys. Rev. Lett. – 2006. vol.**97**, – pp. 246801.

[20] Müller G., Weiss D., Khaetskii A. V., von Klitzing K., Koch S., Nickel H., Schlapp W., and Lösch R., Equilibration length of electrons in spin-polarized edge channels // Phys. Rev. B – 1992. vol.**45**, – pp. 3932-3935.

[21] Dixon David C., Wald Keith R., McEuen Paul L. and Melloch M. R., Dynamic nuclear polarization at the edge of a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B – 1997. vol.**56**, – pp. 4743-4750.

[22] Machida T., Ishizuka S., Yamazaki T., Komiyama S., Muraki K. and Hirayama Y., Spin polarization of fractional quantum Hall edge channels studied by dynamic nuclear polarization, // Phys. Rev. B – 2002. vol.**65**, – pp. 233304.

[23] Khrapai V. S., Deviatov E. V., Shashkin A. A., Dolgopolov V. T., Hastreiter F., Wixforth A., Campman K. L., and Gossard A. C., Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quantizing Magnetic Field // Phys. Rev. Lett. – 2000. vol.**84**, – pp. 725-728.

[24] Das Sarma S., Sachdev S., and Zheng L., Double-Layer Quantum Hall Antiferromagnetism at Filling Fraction $\nu = 1 = 2/m$ where m is an Odd Integer // Phys. Rev. Lett. – 1997. vol.**79**, – pp. 917-920; Das Sarma S., Sachdev S., and Zheng L., Canted antiferromagnetic and spin-singlet quantum Hall states in double-layer systems // Phys. Rev. B – 1998. vol.**58**, – pp. 4672-4693.

[25] Eisenstein J. P., Stormer H. L., Pfeiffer L. N., and West K. W., Evidence for a spin transition in the ν=2/3 fractional quantum Hall effect // Phys Rev. B – 1990. vol. **41** – pp. 7910-7913; Engel L. W., Hwang S. W., Sajoto T., Tsui D. C., and Shayegan M., Fractional quantum Hall effect at ν=2/3 and 3/5 in tilted magnetic fields // Phys Rev. B – 1992. vol. **45**, – pp. 3418-3425 (1992).

[26] Smet J. H., Deutschmann R. A., Wegscheider W., Abstreiter G., and von Klitzing K. , Ising Ferromagnetism and Domain Morphology in the Fractional Quantum Hall Regime // Phys. Rev. Lett., – 2001. vol. **86**, – pp. 2412-2415.

[27] Dempsey Jed, Gelfand B. Y., and Halperin B. I. Electron-electron interactions and spontaneous spin polarization in quantum Hall edge states // Phys. Rev. Lett. – 1993. vol.**70**, – pp. 3639-3642.

[28] Rijkels Lex and Bauer Gerrit E. W., Hysteresis and defects of spin-polarized edge states in the integer quantum Hall regime // Phys. Rev. B – 1994. vol.**50**, – pp. 8629-8635.

[29] Бычков Ю.А., Рашба Э.И. , Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра // Письма в ЖЭТФ, – 1984. т. 39, – С. 66-69.

[30] Chamon C. d. C. and Wen X. G., Sharp and smooth boundaries of quantum Hall liquids// Phys. Rev. B – 1984. vol. **49**, – pp. 8227-8241.

[31] Kane C.L. and Fisher M.P.A., Transmission through barriers and resonant tunneling in an interacting one-dimensional electron gas // Phys. Rev. B – 1992. vol. **46**, – pp. 15233-15262; Kane C.L. and Fisher M.P.A., Transport in a one-channel Luttinger liquid // Phys. Rev. Lett. – 1992. vol. **68**, – pp. 1220-1223.

[32] Conti S. and Vignale G., Collective modes and electronic spectral function in smooth edges of quantum hall systems // Phys. Rev. B – 1996. vol. **54**, – pp. 14309-14312.

[33] Zulicke U. and Shimshoni E., Conductance oscillations in strongly correlated fractional quantum Hall line junctions // Phys. Rev. B – 2004. vol. **69**, – pp. 085307; Zulicke U. and Shimshoni E., Strongly Correlated Fractional Quantum Hall Line Junctions // Phys. Rev. Lett. – 2003. vol. **90**, – pp. 026802.

[34] Ponomarenko V. V. and Averin D. V., Strong-coupling branching between edges of fractional quantum Hall liquids // Phys. Rev. B – 2004. vol. **70**, – pp. 195316.

[35] Feldman D. E. and Feifei Li, Charge-statistics separation and probing non-Abelian states, // Phys. Rev. B – 2008. vol **78**, – pp. 161304.

[36] Волков В.А. и Михайлов С.А., Краевые магнетоплазмоны: низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах // ЖЭТФ, – 1988. т. **94**, – С. 217-241.

[37] Kane C. L., Fisher M. P. A., and Polchinski J., Randomness at the edge: Theory of quantum Hall transport at filling ν=2/3 // Phys. Rev. Lett. – 1994. vol. 72, – pp. 4129-4132; Grosfeld E. , Das S., Probing the Neutral Edge Modes in Transport across a Point Contact via Thermal Effects in the Read-Rezayi Non-Abelian Quantum Hall States // Phys. Rev. Lett. – 2009. vol. 102, – pp. 106403; Rosenow B. and Halperin B. I., Signatures of neutral quantum Hall modes in transport through low-density constrictions // Phys. Rev. B - 2010. vol. 81, – pp. 165313.

[38] Stern A., Anyons and the quantum Hall effect—A pedagogical review // Annals of Physics, – 2008. vol. 323, – pp. 204-249.

[39] van Wees B. J., Kouwenhoven L. P., Harmans C. J. P. M., Williamson J. G., Timmering C. E., Broekaart M. E. I., Foxon C. T. and Harris J. J., Observation of zero-dimensional states in a one-dimensional electron interferometer // Phys. Rev. Lett. – 1989. vol. 62, – pp. 2523–2526.

[40] Byers N. and Yang C.N., Theoretical Considerations Concerning Quantized Magnetic Flux in Superconducting Cylinders // Phys. Rev. Lett., – 1961. vol. 7, – pp. 46-49.