

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики твердого тела Российской академии наук

---

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

Диссертация  
на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2013

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>6</b>
0.1 Цели работы . . . . .	8
0.2 Актуальность работы . . . . .	9
0.3 Научная новизна работы . . . . .	9
0.4 Практическая значимость работы . . . . .	11
0.5 Основные результаты, выносимые на защиту . . . . .	11
0.6 Достоверность и обоснованность полученных результатов . . . . .	14
0.7 Личный вклад автора . . . . .	14
0.8 Апробация работы . . . . .	15
0.9 Структура и объём диссертации . . . . .	16
0.10 Структура и краткое содержание диссертации . . . . .	16
0.11 Список публикаций основных результатов диссертационной работы . . . . .	34
<b>1 Экспериментальные методы</b>	<b>37</b>
1.1 Двумерные электронные системы . . . . .	37
1.2 Получение низких температур и сильных магнитных полей . . . . .	38
1.3 Методы магнетотранспортной спектроскопии в режиме квантового эффекта Холла	39
1.4 Исследование транспорта между со-направленными краевыми состояниями при сильных разбалансах . . . . .	40
1.4.1 Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	40
1.4.2 Геометрия образцов . . . . .	41
1.4.3 Получение вольт-амперных характеристик . . . . .	44
1.4.4 Анализ вольт-амперных характеристик. Спектроскопия на краю . . . . .	49
1.4.5 Перераспределение заряда между краевыми состояниями при сильном раз- балансе . . . . .	54
1.5 Основные выводы Главы 1 . . . . .	56
<b>2 Энергетическая щель на уровне Ферми в несжимаемой полосе</b>	<b>57</b>
2.1 Циклотронная щель . . . . .	57
2.2 Спиновая щель . . . . .	59
2.2.1 Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	59
2.2.2 Экспериментальные результаты . . . . .	60
2.2.3 Обсуждение результатов . . . . .	62
2.3 Основные выводы Главы 2 . . . . .	63

<b>3</b>	<b>Создание области динамически поляризованных ядерных спинов при транспорте между спин-расщеплёнными краевыми состояниями</b>	<b>64</b>
3.0.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	64
3.0.2	Экспериментальные результаты . . . . .	65
3.0.3	Обсуждение . . . . .	69
3.1	Основные выводы Главы 3 . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Реконструкция объёмного и краевого спектров в двуслойных электронных системах</b>	<b>74</b>
4.1	Реконструкция объёмного спектра в двуслойных системах . . . . .	74
4.1.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	74
4.1.2	Структура широкой квантовой ямы с узким туннельным барьером в центре	76
4.1.3	Спектр в нормальном магнитное поле . . . . .	78
4.1.4	Реконструкция спектра в наклонном магнитное поле . . . . .	87
4.2	Сравнение сценария фазового перехода в двуслойных системах в режиме целочисленного КЭХ и в однослойной системе в режиме дробного КЭХ . . . . .	90
4.2.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	90
4.2.2	Экспериментальные результаты . . . . .	92
4.2.3	Обсуждение . . . . .	93
4.3	Реконструкция краевого спектра двуслойной электронной системы при фазовом переходе в объёме. . . . .	96
4.3.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	96
4.3.2	Образцы . . . . .	97
4.3.3	Экспериментальные результаты . . . . .	97
4.3.4	Обсуждение . . . . .	99
4.4	Создание топологических дефектов в структуре краевых состояний и управление такими дефектами . . . . .	101
4.4.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	101
4.4.2	Идея эксперимента . . . . .	102
4.4.3	Экспериментальные результаты . . . . .	105
4.4.4	Обсуждение . . . . .	107
4.5	Основные выводы Главы 4 . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Реконструкция объёмного и краевого спектров в двумерной электронной системе с сильным спин-орбитальным взаимодействием</b>	<b>109</b>
5.0.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	109
5.0.2	Образцы $In_xGa_{1-x}As$ . . . . .	110
5.0.3	Экспериментальные результаты: веер Ландау . . . . .	112
5.0.4	Экспериментальные результаты: локальные исследования на краю . . . . .	114
5.0.5	Обсуждение результатов . . . . .	118
5.1	Основные выводы Главы 5 . . . . .	119
<b>6</b>	<b>Исследование транспорта поперёк края в режиме дробного квантового эффекта Холла</b>	<b>120</b>
6.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	120

6.1.1	Современное понимание дробного квантового эффекта Холла . . . . .	120
6.1.2	Край образца в режиме дробного квантового эффекта Холла . . . . .	123
6.1.3	Постановка задачи . . . . .	127
6.2	Установление равновесия на краю на больших масштабах длин . . . . .	129
6.2.1	Образцы . . . . .	129
6.2.2	Экспериментальные результаты . . . . .	129
6.2.3	Обсуждение . . . . .	130
6.3	Транспорт через отдельную несжимаемую полосу при сильном разбалансе. Зави- симость длины установления равновесия от разбаланса. . . . .	133
6.3.1	Образцы . . . . .	133
6.3.2	Экспериментальные результаты . . . . .	134
6.3.3	Обсуждение . . . . .	136
6.4	Установление равновесия на краю для сложных состояний дробного КЭХ . . . . .	137
6.4.1	Образцы . . . . .	137
6.4.2	Экспериментальные результаты . . . . .	138
6.4.3	Обсуждение . . . . .	140
6.5	Основные выводы Главы 6 . . . . .	141
<b>7</b>	<b>Перенос энергии на краю в режиме сильного разбаланса</b>	<b>142</b>
7.0.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	142
7.0.2	Особенности экспериментальной методики . . . . .	143
7.0.3	Экспериментальные результаты . . . . .	145
7.0.4	Обсуждение . . . . .	148
7.1	Основные выводы Главы 7 . . . . .	151
<b>8</b>	<b>Электронные интерферометры в режиме квантового эффекта Холла</b>	<b>152</b>
8.1	Литературный обзор и постановка задачи . . . . .	152
8.1.1	Принцип работы электронных интерферометров в режиме квантового эф- фекта Холла . . . . .	152
8.1.2	Создание интерференционной схемы для электронов при помощи квантовых точечных контактов . . . . .	152
8.1.3	Интерферометр типа Фабри-Перо . . . . .	154
8.1.4	Интерферометр типа Маха-Цендера . . . . .	155
8.2	Методика эксперимента. Квантовые интерферометры на основе со-направленных краевых состояний . . . . .	155
8.3	Интерферометр квази-Фабри-Перо на основе со-направленных краевых состояний . . . . .	159
8.4	Интерферометр типа Маха-Цендера на основе со-направленных краевых состояний	161
8.4.1	Режим целочисленного квантового эффекта Холла . . . . .	162
8.4.2	Режим дробного квантового эффекта Холла . . . . .	166
8.4.3	Заключение . . . . .	173
8.5	Основные выводы Главы 8 . . . . .	173
	<b>Заключение</b>	<b>175</b>
	<b>Благодарности</b>	<b>179</b>



# Введение

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 электроном 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

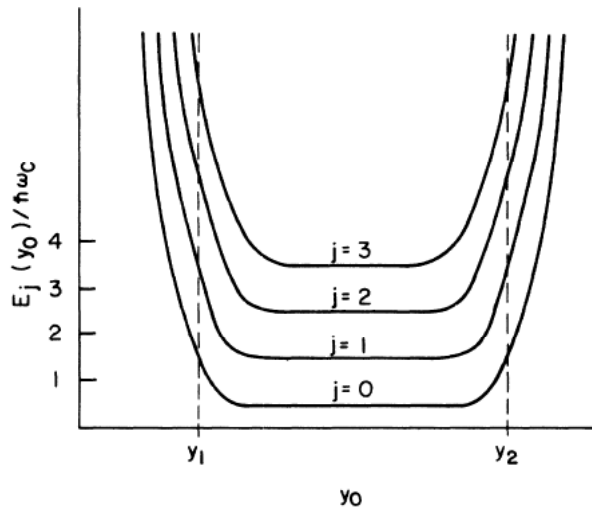


Рис. 1: Энергетический спектр двумерной электронной системы в квантующих магнитных полях (так называемая лестница уровней Ландау) с учётом потенциала краёв образца. (из работы [8])

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 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 электрохимическим потенциалом 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 отсутствие 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  $\mu_i$  - 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.

## 0.1 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. Пронаблюдать и проанализировать интерференционную картину в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

## 0.2 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.

## 0.3 Научная новизна работы

В результате проведенных 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 объемного 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 объемного 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 латтинджеровской 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.

## 0.4 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.

## 0.5 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 ёмкостной спектроскопии в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Объёмные 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 объёмными свойствами: экс-

периментально 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 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, обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

## 0.6 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.

## 0.7 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.

## 0.8 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 Dynamics in Semiconductors (NCIS-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).

## 0.9 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.

## 0.10 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 задается 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.



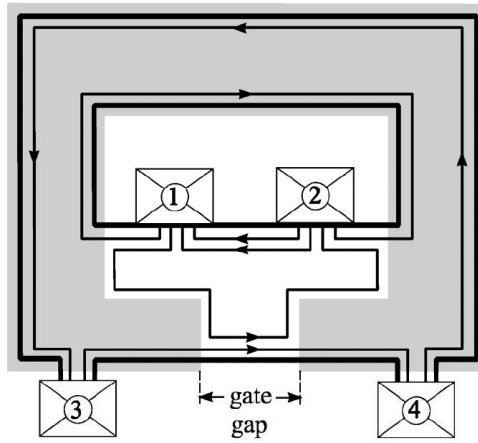


Рис. 2: Геометрия квази-Корбино для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца при сильном разбалансе. Двумерный электронный газ занимает область между двумя топологически независимыми внешней и внутренней границами образца. Затвор специальной формы 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.

**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 объёмного 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.

*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  $\Delta$  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 Зеемановским 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 беспорядка 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. Объёмные спектры таких систем являются достаточно сложными (8,9,10): при исследованиях методом ёмкостной 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  $\Delta_{SAS}$  (8,9). Изоспиновые индексы разных слоёв можно смешивать и в разбалансированной системе при факторах заполнения больших 2, вводя компоненту магнитного поля, параллельную плоскости системы. Такая компонента не только увеличивает Зе-

емановское 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 простейшем случае слабого кулоновского межслоевого взаимодействия именно конкуренция между спиновым расщеплением  $\Delta_s$  и симметрично-антисимметричным  $\Delta_{SAS}$  определяет объёмные свойства двуслойных систем при общем факторе заполнения в объёме  $\nu = 2$ . В слабых магнитных полях зеэмановское 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  $\Delta_{SAS}$  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 происходит 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-неполяризованным 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 сценария фазового перехода в этих случаях. Для перехода в однослойной системе мы предложили качественное объяснение, основанное на эволюции доменной структуры вблизи точки перехода. Природа вто-

рого 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 объёмными спектрами. Электрон-электронное взаимодействие делает эту связь является нетривиальной: экспериментально продемонстрировано (12) исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локальному фактору заполнения 1 при объёмном 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.

Превосходно существование топологических дефектов было предсказано для спин-расщеплённых краевых состояний в однослойной системе, когда разбаланс электрохимических потенциалов 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 Холловского 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 электрохимического потенциала 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 систем 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, описываемые следующим соотношением

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

где  $s = \pm 1$  для  $N_L = 1, 2, 3, \dots$  и  $s = +1$  для  $N_L = 0$ ,  $m = 0.035m_0$  эффективная электронная масса,  $\gamma$  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 уровня  $N_L = 0$ . 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 увеличению 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 соответствующим 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 запиннигован примесями и ко-

нечная 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 (травленный 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 состоянием, 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 возбуждением 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 характеристикой  $I \sim \int D(eV)dV \sim V^{1/g}$ , где для константы взаимодействия Латтинжеровской жидкости  $g$  имеется универсальное соотношение  $g = 1/\nu$  для факторов заполнения  $\nu$  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 полосы сжимаемой электронной жидкости, поскольку они характеризуются определённым электрохимическим потенциалом. В дальнейшем изложении мы постараемся, 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 заполнения  $\nu = 1/3$ . Тем не менее, различие теории и эксперимента оказалось значительно вне окрестности  $\nu = 1/3$ . 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 дальнедействующего 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 со-

седних 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 геометрии Холлбар (холловский мостик) с двумя пересекающимися 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 уравнивания позволило экспериментально показать влияние коллективных мод на транспорт через несжимаемую полосу, 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 электродных 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 поперечном 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 соответствуют 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 полосы 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 зеemanовскую 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 эффект наблюдался (23) нами и при сравнении транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $2/3$  и транспортом через несжимаемую полосу 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 соответ-

ствует *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 полосы  $2/3$  ожидается сложная структура коллективных мод [14], взаимодействие между которыми, по всей видимости, и определяет "избыточное" уравнивание.

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 магнетоплазмах), распространяющихся вдоль края в направлении дрейфа электронов [36]. Однако, в последнее время широко обсуждается [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 разбалаксах 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 магнетомемкостных 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 определяется эффектом Ааронова-Бома, условие периодичности можно записать как  $\Delta(BS) = \Phi_0$ , где  $\Phi_0$  - 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 разбалахсах 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 интерференционной петли. Фазой интерференции можно управлять меняя магнитный

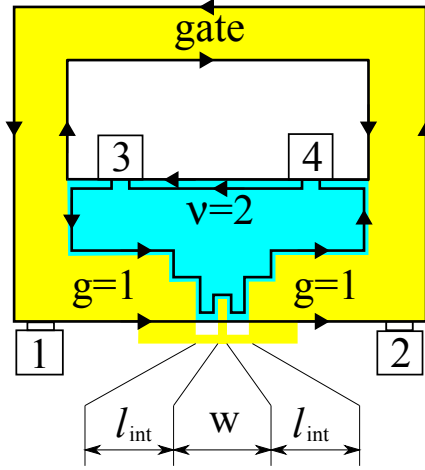


Рис. 3: Реализация интерферометра при помощи геометрии квази-Корбино, разработанной для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями. Затвор (жёлтый цвет) задаёт геометрию эксперимента, обедняя двумерный электронный газ под ним до фактора заполнения 1. Краевые состояния возникают 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.

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 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 данного 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 Заключение** 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 ёмкостной спектроскопии в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Объёмные 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. Продemonстрировано 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 специфической сохранением 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 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, обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

## 0.11 Список публикаций основных результатов диссертационной работы

1. **Девятков 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 Dolgoplov 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.**, Dolgoplov 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., Dolgoplov 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., Dolgoplov 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. Dolgoplov 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. Dolgoplov 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., Dolgoplov 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. Dolgoplov 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., Dolgoplov 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.**, Dolgoplov 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., Dolgoplov V. T., Kutschera 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.**, Dolgoplov 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., Dolgoplov 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., Dolgoplov 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., Dolgoplov 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., Dolgoplov 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.**, Dolgoplov 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.**, Dolgoplov 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. **Девятков 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.

# Глава 1

## Экспериментальные методы

### 1.1 Двумерные электронные системы

Одной из наиболее изученных и совершенных систем для получения двумерного электронного газа являются структуры на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs. Данные структуры хорошо описаны в научной литературе, в качестве простого обзора можно рекомендовать [4]. В этом разделе мы опишем основные, наиболее существенные для дальнейшего свойства таких систем.

Полупроводниковые материалы GaAs и AlGaAs имеют разные ширины запрещённых зон, при этом постоянные решётки и диэлектрические проницаемости у них близки. В такой структуре, за контролируемым числом слоёв GaAs, следует последовательность слоёв AlGaAs. С помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии удаётся вырастить атомно-гладкую поверхность раздела этих материалов. Используемый в этих системах чистый GaAs является, за счёт остаточных примесей (которые существуют в этом материале и при максимальной очистке), полупроводником р-типа, AlGaAs полупроводником n-типа. При выравнивании уровня Ферми в системе возникает изгиб зон на границе GaAs/AlGaAs и образуется потенциальная яма для электронов. При низкой температуре (меньшей, чем расстояние между уровнями размерного квантования в яме) все электроны скапливаются на нижнем уровне, в результате чего электронная система является эффективно двумерной. Сходным образом, за счёт комбинации переходов GaAs/AlGaAs, создаются и более сложные структуры - квантовые ямы и двойные квантовые ямы.

Главным преимуществом системы GaAs/AlGaAs, которое позволяет получить образцы очень высокого качества, является возможность использования метода молекулярно-лучевой эпитаксии для роста структур и хорошее согласование параметров решеток в GaAs и AlGaAs. Всё это позволяет достичь минимальной концентрации примесей и поверхностных дефектов на гетерогранице, что обеспечивает высокую подвижность электронов - в рекордных структурах более  $10^7$  см<sup>2</sup>/В с при малых - в районе  $10^{11}$  см<sup>-2</sup> - концентрациях носителей. Концентрация электронов в двумерном слое может изменяться (в основном, в сторону уменьшения) при помощи металлического затвора, нанесённого на поверхность кристалла.

В данной работе использовались структуры, предоставленные различными группами исследователей, специализирующихся на росте высокоподвижных двумерных систем. Это гарантирует независимость полученных результатов от конкретной ростовой установки. Выбор определённых значений параметров двумерной системы определялся поставленной задачей, поэтому конкретные значения этих параметров будут описаны в соответствующих главах диссертации.

## 1.2 Получение низких температур и сильных магнитных полей

Задачи, связанные с исследованиями в режиме квантового эффекта Холла, требуют использования низких и сверхнизких температур (температура должна быть меньше, чем соответствующий энергетический масштаб задачи) и сильных магнитных полей, поскольку магнитное поле определяет существование и величину щелей в спектре двумерной системы в режиме КЭХ. Экспериментальные результаты, приведённые в данной работе, в основном получены на установке Oxford TLM-400, представляющей собой рефрижератор растворения на смеси  $\text{He}^3/\text{He}^4$ , оборудованный сверхпроводящим соленоидом. Принцип работы рефрижераторов растворения хорошо известен, подробно он рассмотрен, например, в книге [41].

При низких температурах (ниже 0.86 К, в зависимости от концентрации смеси) жидкая смесь изотопов гелия  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  разделяется на две фазы, в одной из которых преобладает  $\text{He}^3$ , а во второй -  $\text{He}^4$ . При дальнейшем понижении температуры концентрация  $\text{He}^4$  в первой фазе падает практически до нуля, в то время как концентрация  $\text{He}^3$  во второй остаётся конечной и довольно высокой ( $\approx 7\%$ ) при сколь угодно малых температурах. В силу постоянства этой концентрации, откачка  $\text{He}^3$  из фазы  $\text{He}^4$  приводит к переходу атомов  $\text{He}^3$  через границу фаз, т.е. растворению жидкого  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ , что сопровождается понижением температуры системы. Этот метод получения низких температур и реализован в рефрижераторах растворения.

Преимуществами данного метода оказывается возможность осуществить непрерывную циркуляцию  $\text{He}^3$  в системе при помощи насосов сравнительно малой производительности, работающих при комнатной температуре, а так же нечувствительность метода к магнитным полям, что сильно расширяет экспериментальные возможности.

Использованный для выполнения измерений рефрижератор Oxford TLM-400 позволяет производить смену исследуемого образца без отогрева всей установки (top-loading system в оригинальной документации), что ограничивает минимально достижимую температуру величиной 25 мК (против 10 мК у рефрижераторов без такой возможности) и значительно увеличивает сложность и размеры всей установки, но позволяет менять образец достаточно быстро, примерно за 6 часов, без отогрева всей системы. При проведении измерений образец находится в жидкости в камере растворения ниже границы раздела смеси, что обеспечивает надёжный тепловой контакт. Все электрические соединения, идущие от приборов к образцу, содержат радиочастотные фильтры, что предотвращает разогрев электронной системы высокочастотными наводками. При измерениях постоянно контролировалось соответствие температур электронной системы и смеси  $\text{He}^3/\text{He}^4$  в камере растворения по какому-либо температурно-зависящему эффекту. В представленной работе, если явно не оговорено иное, измерения проводились при минимально достижимой в установке температуре 30 мК. Рефрижератор снабжён системой стабилизации температуры, позволяющей работать при фиксированной температуре в интервале от 25 мК до 1.2 К и сверхпроводящим соленоидом, который обеспечивает магнитные поля до 16 Тл.

Соленоид состоит из двух секций - внешней из NbTi, и внутренней из Nb<sub>3</sub>Sn. Последний материал имеет большие критические поля, но менее удобен технологически, чем и обусловлена двухсекционная конструкция соленоида. Кроме того, соленоид снабжён дополнительными кольцами из NbTi, которые позволяют устранить магнитное поле вне области нахождения образца.

### 1.3 Методы магнетотранспортной спектроскопии в режиме квантового эффекта Холла

Основной экспериментальной методикой данной работы являлось исследование транспорта между со-направленными краевыми состояниями при сильных разбалансах в геометрии квази-Корбино, подробно описанной в следующих разделах. Для реализации данной методики необходимо наличие хорошо выраженного режима КЭХ под затвором и, в большинстве случаев, в области образца, не покрытой затвором. В реальном эксперименте задаются не факторы заполнения, а магнитное поле и затворное напряжение, поэтому перед началом любых измерений необходимо установить взаимно однозначное соответствие между этими параметрами. Такое соответствие устанавливается с помощью стандартных магнетотранспортных методик, которые будут кратко описаны в этом разделе с учётом специфики наших образцов.

Фактор заполнения в области образца, не покрытой затвором определяется исходной электронной концентрацией и магнитным полем. Определить значения поля, соответствующего режиму КЭХ и соответствующий фактор заполнения можно при помощи измерения осцилляций в магнетосопротивлении между одним из внешних и одним из внутренних омических контактов при нулевом затворном напряжении. Полученный сигнал будет обратно пропорционален диссипативной проводимости двумерной системы  $\sim 1/\sigma_{xx}$  в силу топологии Корбино, т.е. режим КЭХ соответствует расходимости в магнетосопротивлении. Следует отметить, что количественное измерение  $\sigma_{xx}$  таким методом в нашей геометрии квази-Корбино (см. следующий раздел) невозможно в силу того, что образец не является идеально симметричным диском Корбино (сигнал содержит неизвестный геометрический фактор). Пример такого сигнала дан на верхней панели Рис. 5.2.

Для определения затворных напряжений, соответствующих режиму КЭХ под затвором в данном магнитном поле оказалось удобно использовать магнетоёмкостную методику. Металлический затвор и двумерный электронный газ представляют собой конденсатор, ёмкость которого резко падает в режиме КЭХ: в этом режиме двумерная система несжимаема, что не позволяет эффективно экранировать электрическое поле конденсатора. Рассмотрим проблему измерения ёмкости более подробно.

В фиксированном магнитном поле мы будем модулировать постоянное затворное напряжение (задающее электронную концентрацию под затвором) малым переменным напряжением и будем измерять (с помощью локина) протекающий в цепи затвор-двумерный слой переменный ток. В режиме КЭХ перезарядка двумерной системы в каждом периоде колебаний происходит следующим образом [42]. Омические контакты расположены на краю двумерной системы. После возбуждения края электронной системы он становится эквипотенциальным за время, необходимое для прохода краевого магнетоплазмона вокруг образца. Это время  $\sim L/\sigma_{xy}$  гораздо меньше времени распространения заряда в направлении, перпендикулярном краю  $\sim C_0 L^2/\sigma_{xx}$ , где  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  - диссипативная и холловская проводимости,  $C_0$  - ёмкость на единицу площади между затвором и двумерной системой,  $L$  - характерный размер образца. Таким образом время полной перезарядки двумерной системы определяется обратной диссипативной проводимостью и может быть достаточно велико, что требует измерений на низких частотах.

На низких частотах  $f \ll \sigma_{xx}/C_0 L^2$  мнимая компонента тока отражает термодинамическую плотность состояний в двухслойной системе [42]. В этом пределе режиму КЭХ (например для фактора заполнения  $\nu = 2$ ) соответствует минимум в мнимой компоненте тока, который сопро-

вождается пиком в активной части тока, пропорциональным  $(fC_0)^2\sigma_{xx}^{-1}$ . На высоких частотах обе компоненты тока стремятся к нулю в силу уменьшения эффективной площади образца (ток перестаёт затекать в центр слоя) [42]. Пример такого сигнала дан на Рис. 4.2.

Наличие такой структуры (максимум в активной компоненте тока и минимум в реактивной) позволяет судить о наличии режима КЭХ, а при плавном уменьшении концентрации электронов под затвором до нуля - определить факторы заполнения. Практически это делается при помощи построения так называемого веера Ландау [42] - на диаграмме поле-затворное напряжение  $(B, V_g)$  отмечают положения центров максимумов в активной компоненте тока (или совпадающих с ними минимумов в реактивной), которые в простейшем случае располагаются вдоль прямых линий, выходящих из одной точки, см. примеры на Рис. 4.3,4.4. Веер Ландау, а точнее - особенности веера, позволяют качественно судить о перестройках спектра двумерной системы. По этой причине анализ веера Ландау широко использовался в данной работе.

Принципиально магнетоёмкостная методика аналогична магнетотранспортным измерениям в геометрии Корбино, но не зависит от реальной геометрии затвора - при любой, даже неодносвязной, геометрии перезарядка подзатворной области будет определяться диссипативной проводимостью  $\sigma_{xx}$  в режиме КЭХ [42] .

Вообще говоря, магнетоёмкостный сигнал может быть использован для количественного измерения щели на уровне Ферми в режиме КЭХ - как путём расчёта скачка химпотенциала из мнимой компоненты тока [18], так и по активационному поведению  $\sigma_{xx}$ , полученному из активной компоненты тока [42] . В данной работе исследования объёмных спектров двумерных систем в квантующих магнитных полях транспортными методами носят вспомогательный характер.

## 1.4 Исследование транспорта между со-направленными краевыми состояниями при сильных разбалансах

Основной экспериментальной методикой данной работы являлось исследование транспорта между со-направленными краевыми состояниями при сильных разбалансах в геометрии квази-Корбино.

### 1.4.1 Литературный обзор и постановка задачи

Как уже упоминалось выше, число краевых состояний на одном краю равно фактору заполнения в объёме образца. При факторах заполнения, больших 1, на краю существует несколько, как говорят, со-направленных краевых состояний. При чтении литературы, посвящённой данной области исследований, необходимо обратить внимание на общепринятый жаргон. В силу исторических причин, и имея в виду удобство формализма Бюттикера-Ландауера для расчёта транспортных характеристик образца, краевому состоянию приписывается направление, определяемое направлением дрейфа электронов на данном краю и говорится о совместном распространении со-направленных краевых состояний, см. например [9]. В этом смысле все краевые состояния на одном и том же краю образца со-направлены. При использовании данной терминологии необходимо помнить, что в условиях реального краевого потенциала краевое состояние представляет собой сжимаемую полосу электронной жидкости, в которой уровень Ландау приколот к уровню Ферми и соответственно групповая скорость электронов равна нулю внутри сжимаемой полосы [9].



Поскольку электроны в каждом краевом состоянии (сжимаемой полосе) находятся на уровне Ферми, т.е. характеризуются определённым электрохимическим потенциалом, реализуя независимые омические контакты к таким со-направленным краевым состояниям, можно изучать транспорт между ними, т.е. туннельный транспорт поперёк разделяющей их несжимаемой полосы. Данная полоса определяется локальным фактором заполнения - например, при локальном факторе заполнения в несжимаемой полосе 1 сама полоса определяется Зеемановской (спиновой) щелью в спектре краевым потенциалом, а электроны в соседних краевых состояниях имеют разные проекции спина. Транспорт поперёк такой несжимаемой полосы обязан идти с переворотом спина электрона.

Процессы установления равновесия - установления равных электрохимических потенциалов краевых состояний, первоначально (на входе в область со-распространения) имеющих разные электрохимические потенциалы, исследовались на образцах в геометрии Холл-бар с несколькими пересекающимися затворами (см. обзор [13]). Из экспериментов разных групп (см., например, работу [20]) оказалось, что длина выравнивания между спин-расщепленными краевыми состояниями достигает 1 мм при низкой (гелиевой) температуре, а между каналами, разделенными циклотронной щелью - порядка 100 мкм. Подобная разница вызвана тем, что вращение спина при переносе электрона затруднено на краю образца - в совершенных гетероструктурах магнитные примеси отсутствуют, и за вращение спина ответственны спин-орбитальное и сверхтонкое взаимодействия [53, 21, 22].

Следует отметить, что такие эксперименты дают информацию о процессах выравнивания только для малых величин разбаланса (разности электрохимических потенциалов) между соседними со-направленными краевыми состояниями. В геометрии Холл-бар транспорт между краевыми состояниями измеряется как поправка к транспорту вдоль края. При малых (по сравнению с длиной установления равновесия) длинах совместного распространения краевых состояний эта поправка неизмеримо мала [20], при больших - конечное распределение электрохимических потенциалов определяется процессами при малых разбалансах, независимо от величины приложенного исходного разбаланса.

Для измерений в условиях сильного (сравнимого или превышающего спектральные щели в несжимаемой полосе) разбаланса необходимо исследовать транспорт поперёк края непосредственно. Другими словами, необходимо сменить геометрию Холл-бар на вариант геометрии Корбино. Впервые вариант комбинации геометрии квази-Корбино с техникой пересекающего затвора был, по-видимому, предложен в работе [43]. К сожалению, в этом варианте геометрии не удалось получить ясно интерпретируемых результатов, что и остановило дальнейшие исследования.

Нам, начиная с работы [44], удалось предложить вариант геометрии квази-Корбино и методику измерений, дающих ясно интерпретируемые результаты для случая сильного разбаланса, что и позволило провести исследования различных эффектов в этом режиме.

#### 1.4.2 Геометрия образцов

Образец в геометрии квази-Корбино (см. Рис. 1.1) представляет собой прямоугольную область, занятую двумерным электронным газом, с макроскопическим (около 2 мм) размером каждой стороны прямоугольника. Эта область формировалась жидкостным химическим травлением поверхности кристалла с целью удаления слоёв гетероструктуры, ответственных за формирование двумерного электронного газа, вне желаемой области. Вблизи геометрического центра образца

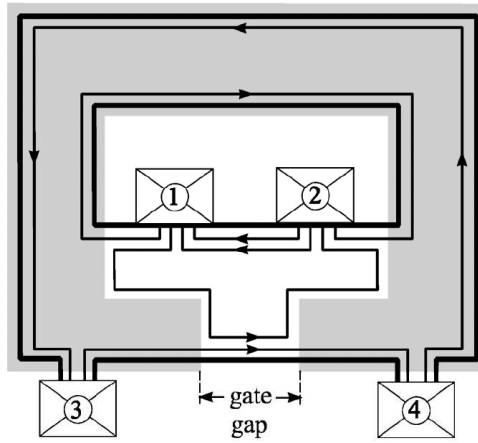


Рис. 1.1: Геометрия квази-Корбино для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями на одном и том же краю образца при сильном разбалансе. Двумерный электронный газ занимает область между двумя топологически независимыми внешней и внутренней границами образца. Затвор специальной формы перенаправляет одно из краевых состояний (обозначенных толстыми линиями) между границами, 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.

двумерный газ так же удалялся из прямоугольной области с характерным размером 0.5 мм. Таким образом формировался вариант геометрии Корбино - наличие в образце двух, топологически независимых границ двумерной системы. Для обеспечения возможности транспортных исследований к обеим границам изготавливались омические контакты.

Ключевой особенностью предложенной методики является использование металлического затвора специальной формы. Именно, металлический затвор нанесён на поверхность кристалла так что непокрытой остаётся только Т-образная область между двумя (внутренней и внешней) границами образца. Размеры этой области макроскопические (см. Рис. 1.1, выполненный в этом отношении в правильном масштабе), так что "шляпка" Т-образной области у внутренней травлёной границы образца захватывает омические контакты, расположенные у этой границы. Наоборот, ширина "ножки" этой буквы Т, т.е. ширина не покрытой затвором области двумерного электронного газа у внешней границы образца, составляет 3-10 мкм (изображена на Рис. 1.1 не в масштабе), что значительно меньше характерной длины установления равновесия между краевыми состояниями при низкой температуре.

Металлический затвор используется для создания специальной конфигурации краевых состояний в режиме КЭХ путём уменьшения электронной концентрации под затвором. Например, при факторах заполнения 1 под затвором и 2 в не покрытой затвором части образца, возникает конфигурация, представленная на Рис. 1.1. Рассмотрим данную конфигурацию подробнее. На границах двумерной системы, не покрытых затвором, возникают по 2 со-направленных краевых состояния. В то же время, на границах, покрытых затвором может существовать только одно краевое состояние. В результате, на границе затвора одно (внешнее) краевое состояние проходит в подзатворную область, а второе (внутреннее) распространяется вдоль границы затвора. В результате, в области затворной щели на внешней границе образца существуют 2 краевых состояния,

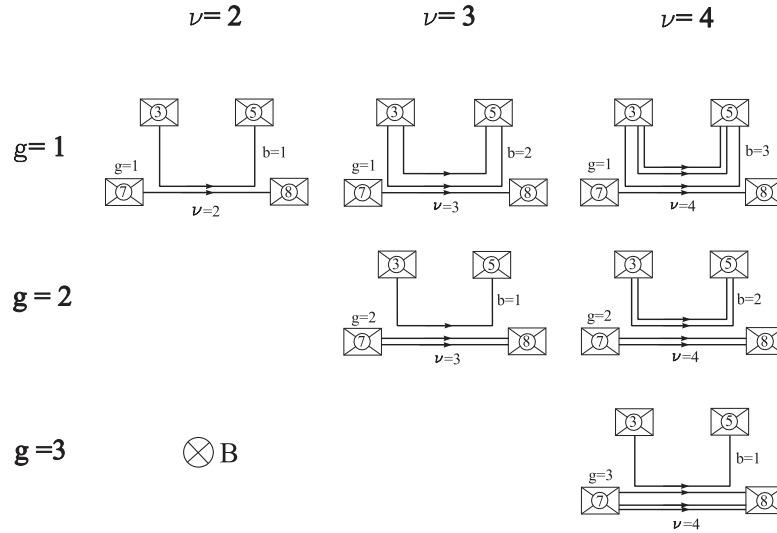


Рис. 1.2: Систематика краевых состояний в области затворной щели: меняя фактор заполнения в области затворной щели с помощью магнитного поля можно менять общее количество взаимодействующих краевых состояний в области затворной щели, а меняя фактор заполнения под затвором с помощью затворного напряжения можно разделять краевые состояния на группы, между которыми прикладывается разность электрохимпотенциалов. 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.

электрохимпотенциалы которых задаются разными, соответственно внешними и внутренними, омическими контактами.

В силу макроскопических размеров затвора и нулевой диссипативной проводимости в режиме КЭХ, при создании разности электрохимических потенциалов между парой контактов на внешней и внутренней границе эта разность электрохимпотенциалов целиком прикладывается между краевыми состояниями на внешней границе в области затворной щели и возникающий в цепи ток является током уравнивания между краевыми состояниями. В силу малой ширины области затворной щели по сравнению с длиной установления равновесия между краевыми состояниями, заряд, перенесённый поперёк края в этой области незначителен и краевые состояния покидают эту область взаимодействия всё ещё находясь при сильно отличающихся значениях электрохимпотенциалов (реальное перераспределение электрохимпотенциалов является достаточно сложным и будет описано ниже). Таким образом, исследование транспорта между краевыми состояниями в этой геометрии позволяет получить информацию о транспорте между со-направленными краевыми состояниями в условиях сильного разбаланса.

При данной постановке эксперимента режим КЭХ используется для задания экспериментальной геометрии, и вариация факторов заполнения под затвором и вне подзатворной области предоставляет исследователю множество степеней свободы. В частности, меняя фактор заполнения в области затворной щели с помощью магнитного поля можно менять общее количество взаимодействующих краевых состояний в области затворной щели, а меняя фактор заполнения под затвором с помощью затворного напряжения можно разделять краевые состояния на группы, между которыми прикладывается разность электрохимпотенциалов (см. Рис. 1.2). В частности, можно исследовать транспорт между краевыми каналами, разделёнными спиновой, циклотрон-

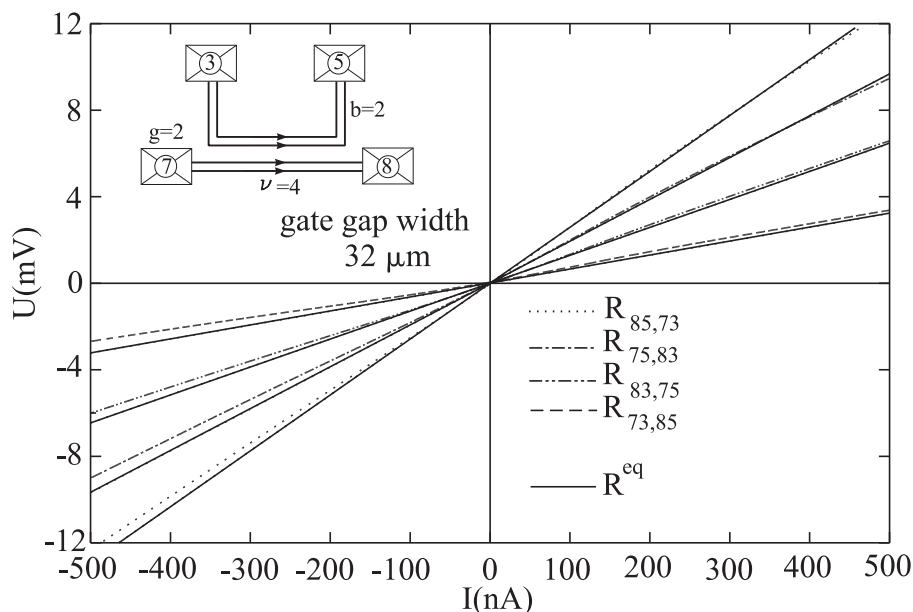


Рис. 1.3: Вольт-амперные характеристики при высокой температуре (4К) для образца с широкой (30 мкм) щелью в затворе, полученные для транспорта между циклотронно-расщеплёнными краевыми состояниями. Наблюдается полное уравнивание: ВАХ линейны и наклоны совпадают с расчётными равновесными. Конфигурация краевых состояний в области затворной щели приведена на вставке (из работы [44]).

ной или дробной щелью, а в двухслойных структурах - ещё и симметрично-антисимметричным или изоспиновым расщеплением. Важно отметить, что в любом случае для реализации данной геометрии нужен хорошо развитый режим КЭХ под затвором.

### 1.4.3 Получение вольт-амперных характеристик

При экспериментах в данной геометрии основным источником информации о транспорте являются вольт-амперные характеристики (ВАХ) - зависимость тока между краевыми состояниями от разбаланса (напряжения) между ними. В силу особенностей на вольт-амперных характеристиках (см. ниже) измерения должны проводиться на постоянном токе. Именно неосознание необходимости измерений на постоянном токе и экспериментальные сложности, возникающие при таких измерениях, не позволили получить экспериментальные результаты до работы [44].

Для получения вольт-амперных характеристик в большинстве случаев необходимо использовать 4-х точечную схему с задачей тока. Именно, ток задается от калибратора между одним из внешних и одним из внутренних контактов на Рис. 1.1, а с оставшейся пары контактов снимается разность потенциалов. (В силу наличия выделенного направления, заданного магнитным полем, существуют 4 принципиально отличных комбинации контактов.) Использование такой схемы, вместе с обязательным сравнением ВАХ с различных комбинаций контактов позволяет выявить и исключить возможное влияние неидеальности омических контактов на экспериментальные результаты, эффекты термо-ЭДС и контактной разности потенциалов, обычно создающие экспериментальные трудности при измерениях на постоянном токе. Также, полученные результаты качественно подтверждались прямыми измерениями двухточечной ВАХ на постоянном токе с задачей напряжения.

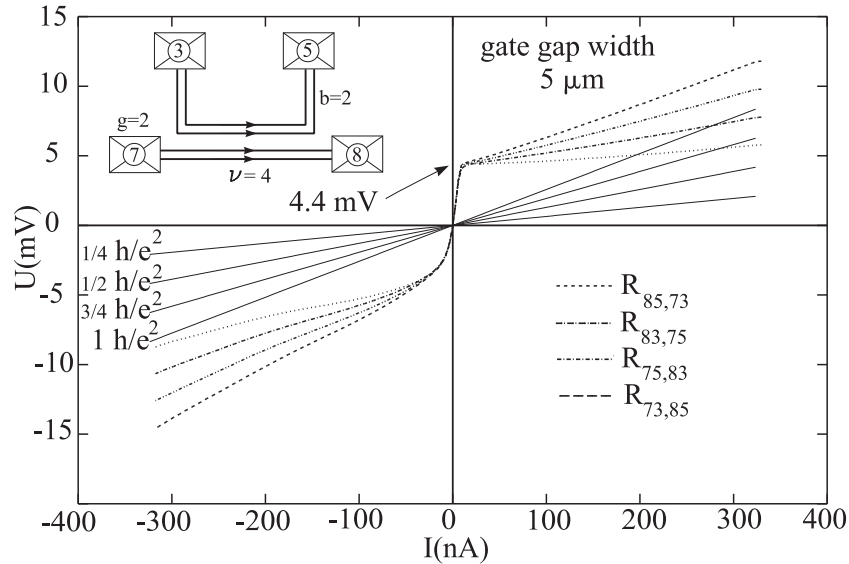


Рис. 1.4: Вольт-амперные характеристики при низкой (30 мК) температуре для транспорта между циклотронно-расщепленными краевыми состояниями при узкой (5 мкм) щели в затворе. ВАХ сильно нелинейны, наблюдается пороговое поведение правой (положительной) ветви ВАХ и линейный ход после порога. Очевидное несовпадение наклона после порога и расчётного равновесного наклона на рисунке вызвано ошибкой в расчёте в работе [44]. Правильный расчёт дан в разделе 1.4.5. Конфигурация краевых состояний в области затворной щели приведена на вставке.

Так же, в каждом охлаждении для каждого образца проводилась калибровка, позволяющая установить значения магнитного поля и затворного напряжения, соответствующих каждой паре факторов заполнения, и номера надежных омических контактов (в реальных образцах контакты на Рис. 1.1 дублированы). Измерение двухточечного магнетосопротивления между контактами на одном краю позволяют оценить качество контактов (высокоомные, нелинейные и корбино-контакты могут легко быть исключены этим способом). Эти измерения проводятся на переменном токе с использованием локина, в отсутствие затворного напряжения. Измерение двухточечного магнетосопротивления между контактами на разных краях образца (в отсутствие затворного напряжения) дают информацию о концентрации носителей в не покрытой затвором части образца, а измерения магнетоемкости - о факторах заполнения, доступных под затвором и однородности электронной системы. Такая калибровка проводится до снятия вольт-амперных характеристик и обеспечивает их надежность и воспроизводимость. Подробнее калибровка образца описана выше, в соответствующем разделе этой главы.

В первой же работе [44] была продемонстрирована трансформация вольт-амперных характеристик при измерениях на постоянном токе.

Вольт-амперные характеристики при высокой температуре (4 К) являются линейными с наклоном, точно соответствующем равновесному наклону, получаемому с помощью формализма Ландауэра-Бюттикера для разных комбинаций омических контактов (см. Рис. 1.3), что объясняется малой длиной уравнивания при этой температуре (длина уравнивания меньше длины области взаимодействия).

Приведем пример Бюттикерского расчета для геометрии квази-Корбино для факторов за-

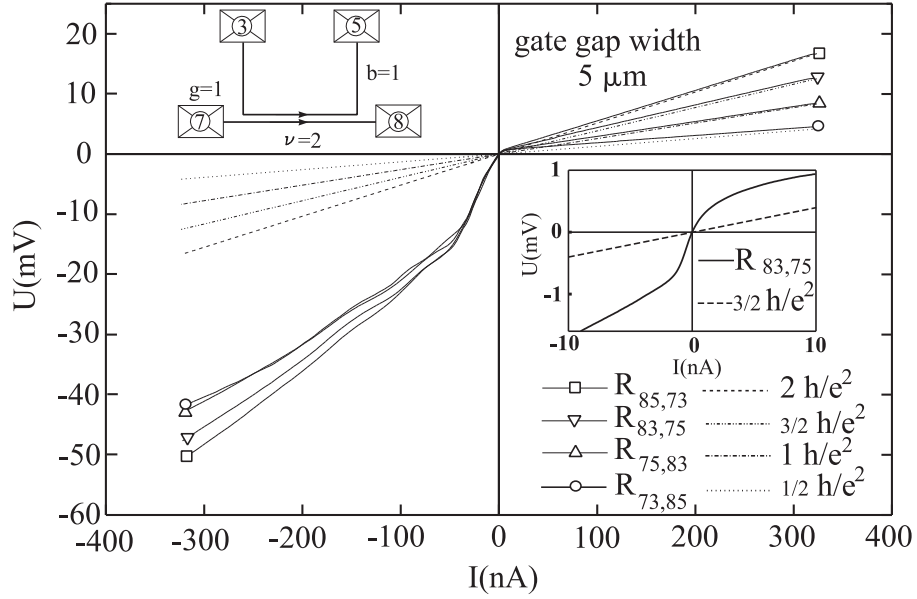


Рис. 1.5: Вольт-амперные характеристики при низкой (30 мК) температуре для транспорта между спин-расщепленными краевыми состояниями при узкой (5 мкм) щели в затворе. ВАХ сильно нелинейны, порог правой (положительной) ветви ВАХ достаточно мал в силу низкого качества (малой подвижности) использованного образца, линейный ход после порога совпадает с равновесным расчётным (из работы [44]). Конфигурация краевых состояний в области затворной щели приведена на вставке.

полнения  $\nu = 4, g = 2$  для образца, показанного на Рис. 1.1. Уравнения для токов через контакты образца могут быть выписаны в виде:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= 4 \frac{e}{h} \mu_1 - 4 \frac{e}{h} \mu_2, \\
 I_2 &= 4 \frac{e}{h} \mu_2 - 2 \frac{e}{h} \mu_1 - 2 \frac{e^2}{h} (T_{21} \mu_1 + T_{23} \mu_3), \\
 I_3 &= 2 \frac{e}{h} \mu_3 - 2 \frac{e}{h} \mu_4, \\
 I_4 &= 2 \frac{e}{h} \mu_4 - 2 \frac{e}{h} (T_{41} \mu_1 + T_{43} \mu_3),
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

где  $I_i$  ток, втекающий или вытекающий из контакта  $i$ ,  $\mu_i$  - электрохимический потенциал контакта  $i$ ,  $\{T_{ij}\}$  - явно выписанная матрица коэффициентов прохождения для транспорта между краевыми состояниями в области затворной щели. Элементы этой матрицы не являются независимыми - в силу сохранения полного заряда в области затворной щели

$$\begin{aligned}
 T_{21} + T_{41} &= 1, \\
 T_{23} + T_{43} &= 1.
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

Из симметричности задачи мы также можем написать

$$T_{23} = T_{41}.$$

Следовательно, все коэффициенты прохождения могут быть выражены через единственный параметр  $T = T_{23}$ .

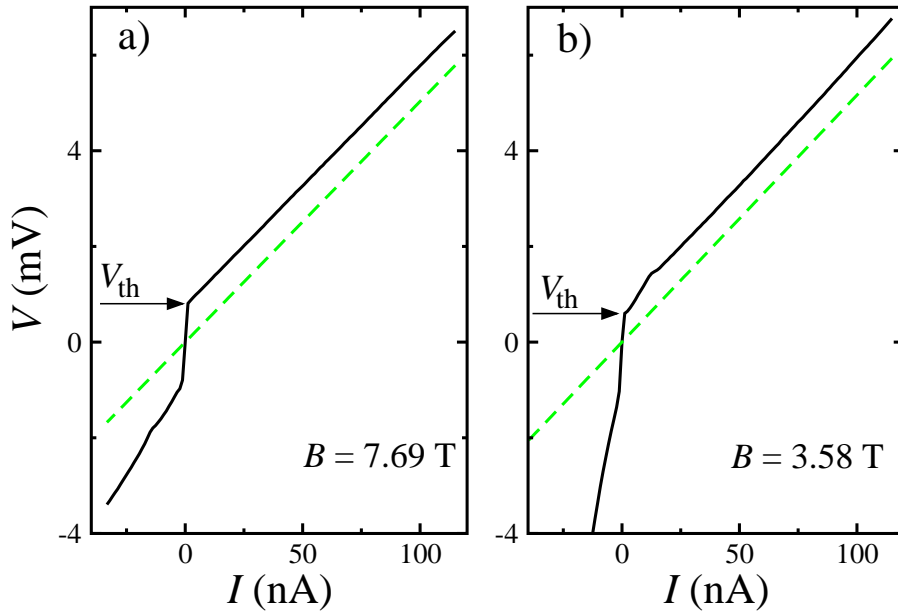


Рис. 1.6: Примеры сильно нелинейных вольт-амперных характеристик для факторов заполнения 1 под затвором и 2 в области затворной щели, полученные для образцов с сильно различной электронной концентрацией и подвижностью. Хорошо видно пороговое поведение правой (положительной) ветви ВАХ и линейный ход после порога. (Из работы [45]).

Пусть ток течет между контактами 4 и 1, и контакты 3 и 2 используются для измерения падения напряжения. Тогда, ток текущий по образцу есть  $I_{41} = I_1 = -I_4$ , а отсутствие тока через потенциальные контакты означает  $I_2 = I_3 = 0$ . Измеряемое падение напряжения есть разность электрохимических потенциалов контактов 2 и 3 -  $eU_{32} = \mu_3 - \mu_2$ . Решая систему уравнений [1.1], учитывая соотношения (1.2) получаем.

$$U_{32} = \frac{2 - T}{4T} \frac{h}{e^2} I_{41}. \quad (1.3)$$

Равновесный наклон получается подстановкой равновесного значения  $T = 1/2$ .

При понижении температуры до 30 мК длина выравнивания резко растет [20] и значительно превышает ширину щели в затворе на внешней границе образца, следовательно, наступает режим сильной неравновесности. Вольт-амперная характеристика становится сильно нелинейной и несимметричной (см. Рис. 1.4, 1.5, 1.6), с выраженным пороговым поведением правой ветви, линейным ходом после порога и сильно нелинейной левой ветвью.

Сходная трансформация вольт-амперной характеристики наблюдалась [46] и при низкой температуре, при изменении длины области взаимодействия на одном и том же образце - см. Рис. 1.7. Для этого эксперимента затворная щель делалась очень широкой - 800 мкм. При этом в область затворной щели помещался независимый дополнительный затвор, как показано на Рис. 1.8. Он отстоял от основного затвора на 5 мкм с каждой стороны.

При обеднении двумерного газа под дополнительным затвором до того же фактора заполнения, что и под основным затвором, в образце образовывались две области взаимодействия между со-направленными краевыми состояниями по 5 мкм шириной. Эти области отстояли друг от друга достаточно далеко, так что могли рассматриваться как независимые и токи, перенесенные в этих областях просто суммируются. Фактически, мы имеем одну область взаимодействия с сум-

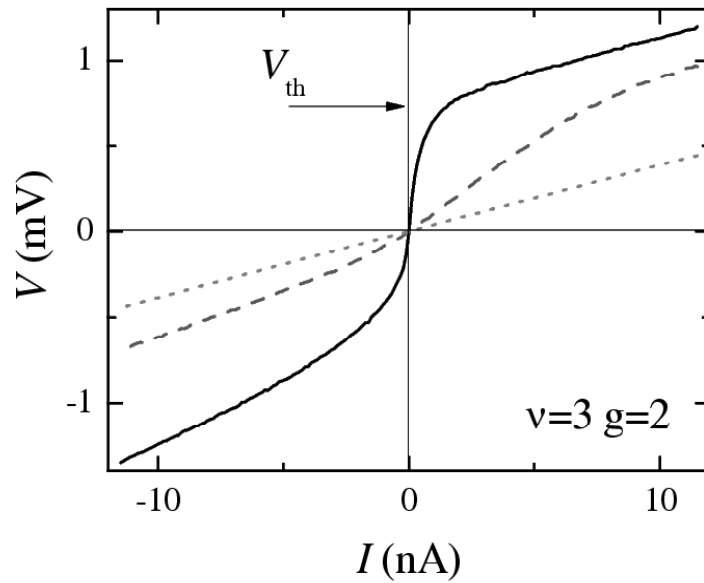


Рис. 1.7: Трансформация вольт-амперной характеристики при увеличении длины области взаимодействия для транспорта между циклотронно-расщепленными краевыми состояниями. ВАХ является сильно нелинейной при узкой области взаимодействия краевых состояний и стремится к равновесному линейному поведению при увеличении ширины щели затвора на внешней границе образца (из работы [46]).

марной шириной 10 мкм. Соответствующая вольт-амперная характеристика сильно нелинейна, см. Рис. 1.7.

Если убрать потенциал с дополнительного затвора, область взаимодействия становилась равной ширине щели в основном затворе - 800 мкм. При этом ВАХ стремилась к линейной, хотя и не выходила на линейную зависимость для спин-расщеплённых краевых состояний в силу большей длины установления равновесия при низкой температуре.

Вообще говоря, представленная модификация геометрии квази-Корбино показывает ещё одно преимущество предложенной методики. Именно, добавление того или иного элемента в область щели в затворе позволяет моделировать различные физические эффекты. Так, например, были реализованы квантовые интерферометры на основе со-направленных краевых состояний, см. Главу 8.

В силу выраженной асимметрии нелинейных ВАХ, в дальнейшем изложении, для избежания путаницы, всегда будет подразумеваться определённая полярность измерительной схемы. А именно, для задачи тока между краевыми состояниями, всегда землился один из внутренних контактов образца, а ток задавался приложением напряжения (от калибратора) к одному из внешних контактов через калиброванный термостабильный резистор большого (не менее 100 МОм) сопротивления. Сопротивление резистора должно превышать дифференциальное сопротивление до порога для положительной ветви ВАХ (это, к сожалению, не было осознано и выполнено при первых измерениях, приведённых на Рис. 1.4 и Рис. 1.5, на последнем рисунке хорошо видна разница в начальном участке с, например, Рис. 1.6). Мы проверяли независимость результатов от положения земли, но в целях избежания путаницы с полярностью во всём тексте ниже предполагается заземлённым именно внутренний контакт.



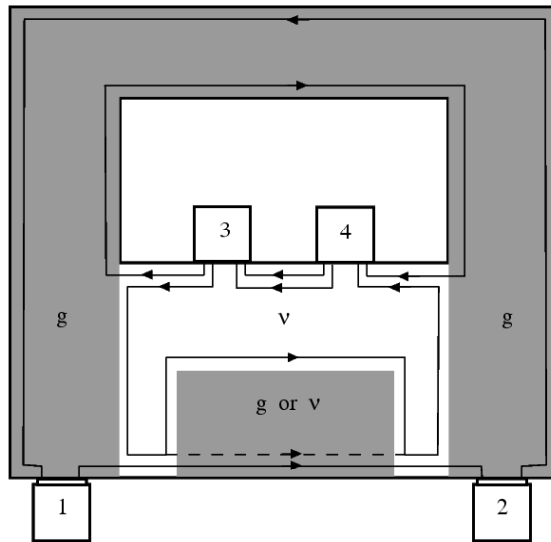


Рис. 1.8: Схема образца с возможностью изменять длину области взаимодействия краевых состояний. В широкую 800 мкм щель в основном затворе вписывался дополнительный независимый затвор, так что образовывались 2 независимые щели по 5 мкм. Прикладывая или снимая потенциал с дополнительного затвора можно было управлять эффективной шириной области взаимодействия (из работы [46]).

#### 1.4.4 Анализ вольт-амперных характеристик. Спектроскопия на краю

Для анализа вольт-амперных характеристик необходимо подробнее рассмотреть конфигурацию сжимаемых и несжимаемых областей электронной жидкости в образце геометрии квази-Корбино в режиме квантового эффекта Холла, см. Рис. 1.9 и Рис. 1.10.

Поскольку краевой потенциал является плавным для большинства практически реализуемых краёв образца (в частности для травлёного и электростатически сформированного краёв, за исключением, возможно, края полученного по cleaved-edge технологии). При приближении к краю дно двумерной подзоны плавно (меньше, чем на спектральную щель на расстоянии в магнитную длину) поднимается вверх, при этом уровни Ландау следуют за дном подзоны [9]. В этих условиях каждая точка образца может быть охарактеризована локальным фактором заполнения. Локальный фактор равен объёмному вдали от края и плавно уменьшается при приближении к краю.

Для простоты рассмотрим конфигурацию сжимаемых и несжимаемых областей для фактора заполнения 1 под затвором и 2 вне области затвора, см. Рис. 1.9. Начнём с области щели в затворе у внешней границы образца, см. Рис. 1.10. Вдали от границы локальный фактор заполнения равен объёмному 2. По мере приближения к краю 2 заполненных уровня Ландау, следуя за дном подзоны, поднимаются вверх (см. Рис. 1.9 (с), верхняя схема) и в некоторой области верхний уровень Ландау прикалывается к уровню Ферми (краевое состояние). В этой области локальный фактор заполнения меняется с 2 до 1, т.е. это сжимаемое состояние (сжимаемая полоса). При дальнейшем движении к краю, вплоть до выхода нижнего уровня Ландау на уровень Ферми, состояние остаётся несжимаемым - оно характеризуется одним полностью заполненным уровнем Ландау, т.е. локальный фактор заполнения равен 1, уровень Ферми лежит в щели. В области выхода нижнего уровня Ландау на уровень Ферми образуется внешнее краевое состояние, или

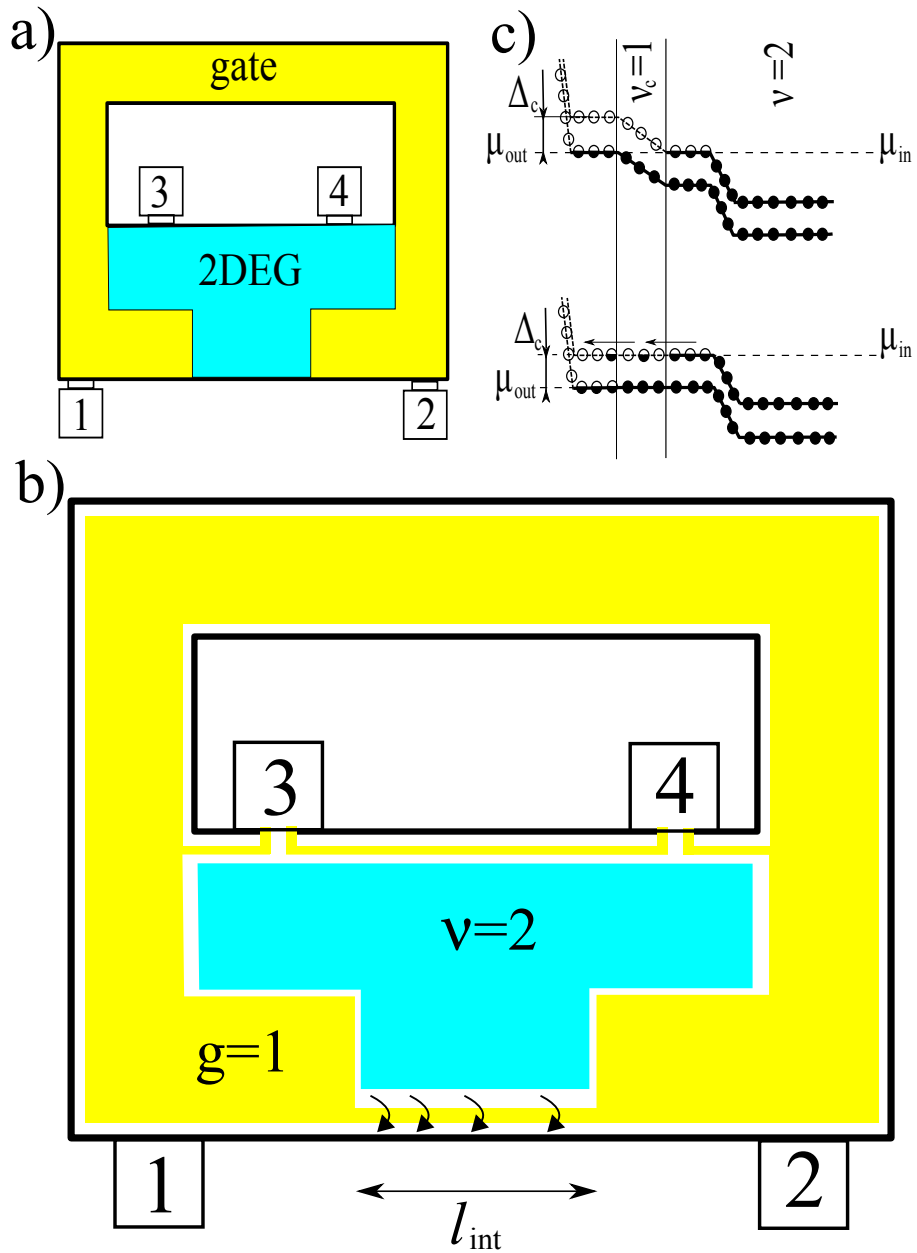


Рис. 1.9: Схематическое изображение областей сжимаемой (белый цвет) и несжимаемой (жёлтый - фактор заполнения 1 под затвором, зелёный - фактор заполнения 2 вне затвора) электронной жидкости (b) для образца в геометрии квази-Корбино (a). На вставке (c) показана модификация краевого спектра при приложении разбаланса поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 в области затворной щели. (из работы [47]).

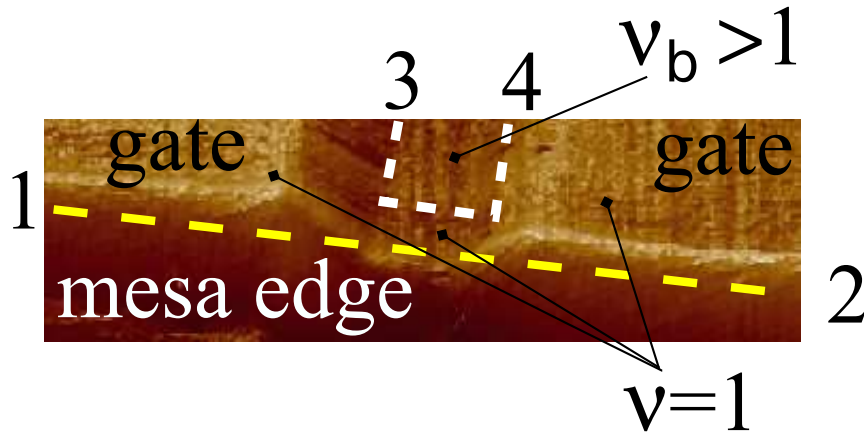


Рис. 1.10: Изображение области щели в затворе (2 мкм шириной) у внешней границы образца, для одного из использованных образцов, полученное с помощью атомного силового микроскопа, для фактора заполнения 1 под затвором и 2 в области затворной щели. Схематически показано расположение краевых состояний (толстые пунктирные линии). Несжимаемая область между ними характеризуется локальным фактором заполнения 1. (из работы [49]).

сжимаемая полоса, в которой локальный фактор заполнения меняется от 1 до 0.

Такое рассмотрение можно провести для остальных краёв образца - второго травлёного края мезы, не покрытого затвором, внутреннего и внешнего краёв мезы, покрытых затвором, внутреннего электростатического края на границе затвора. Результат представлен на Рис. 1.9. Ключевой особенностью предложенной геометрии является тот факт, что внешние и внутренние омические контакты разделены единой, непрерывной несжимаемой областью с локальным фактором заполнения 1. Эта область состоит из несжимаемого квантовохольного состояния под затвором и несжимаемой полосы в области затворной щели.

Принципиально важно, что топология этого несжимаемого состояния не зависит от беспорядка: в области затворной щели локальный фактор заполнения плавно меняется от 2 до 0, неминуемо принимая значение 1 в некоторой области. Таким образом, длиннопериодные флуктуации случайного потенциала, присутствующие в образце, могут только изменить форму несжимаемой полосы, сместив её положение относительно края (сделать её неровной, в отличие от изображённой на Рис. 1.9 полосы), но не способны изменить топологию схемы сжимаемых и несжимаемых областей электронной жидкости на Рис. 1.9.

Из топологии сжимаемых и несжимаемых областей следует интересная особенность предложенной экспериментальной методики: при наличии нескольких полосок несжимаемой электронной жидкости в области затворной щели (при факторах заполнения в непокрытой затвором части образца больших 2, либо в режиме дробного КЭХ), выбор полосы, через которую будет исследоваться транспорт определяется фактором заполнения в подзатворной области.

Уровень Ферми в сжимаемых областях задаётся электрохимическими потенциалами соответствующих контактов. Прикладывая разбаланс электрохимических потенциалов между парой внешних и внутренних контактов в образце, мы, таким образом, прикладываем его поперёк несжимаемого состояния с фактором заполнения 1. В силу макроскопических размеров затвора, возникающее под ним электрическое поле незначительно. Наоборот, приложенный разбаланс способен зна-

чительно изменить профиль краевого потенциала внутри несжимаемой полосы в области щели в затворе. Здесь же (поперёк несжимаемой полосы) возникает и перенос заряда: под затвором диагональная проводимость равна нулю в режиме КЭХ, а поперёк узкой несжимаемой полосы возможно туннелирование электронов.

Теперь становятся понятными особенности экспериментальных ВАХ в этой геометрии: при разбалансе, смещающем внешнее краевое состояние вниз по энергии относительно внутренне-го, предложенное поперёк разделяющей их несжимаемой полосы электрическое поле уменьшает скачок потенциала в этой полосе. В нашей установке этот режим соответствует положительной ветви ВАХ. При определённом значении приложенного разбаланса, соответствующего порогу  $V_{th}$  на экспериментальных кривых, реализуется ситуация плоских зон, изображённая на Рис. 1.9 (с), нижняя схема. Начиная с этого значения разбаланса, появляется дополнительный канал транспорта между краевыми состояниями: электрон из внутренней несжимаемой полосы может быть перенесён поперёк края в возбуждённое состояние во внешней несжимаемой полосе (внутри одного и того же уровня Ландау) с последующей вертикальной релаксацией. Этот канал значительно упрощает транспорт между краевыми состояниями: наряду с туннелированием через потенциальный барьер с возможной необходимостью переворота спина (в случае транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения 1) реализуется надбарьерное прохождение, причём в состоянии характеризуемое теми же квантовыми числами (орбитальным и спиновым). Последующая вертикальная релаксация может происходить и вне области затворной щели, на пути к внешнему омическому контакту или в самом контакте. Появление дополнительного канала в транспорте приводит к скачкообразному уменьшению дифференциального сопротивления на ВАХ, иными словами, оно ответственно за пороговое поведение ВАХ.

Обратная полярность приложенного разбаланса только увеличивает скачок потенциала внутри несжимаемой полосы, см. Рис. 1.11. Ситуация плоских зон в данном случае невозможна. Эта, отрицательная в нашей установке, ветвь ВАХ сильно нелинейна, в силу деформации потенциального барьера приложенным разбалансом. Мы, тем не менее, можем ожидать наличия особенностей в транспорте при некоторых значениях разбаланса, когда частично заполненные электронные состояния во внешней сжимаемой полосе будут расположены напротив пустых возбуждённых состояний во внутренней полосе. Транспорт между краевыми состояниями всё равно остаётся туннельным и характеризуется значительным дифференциальным сопротивлением.

В заключение можно выделить несколько особенностей экспериментальных ВАХ, однозначно подтверждающих данный анализ: 1. Сильно нелинейная, несимметричная ВАХ, с выраженным пороговым поведением одной из ветвей. 2. Значение порога по напряжению, соответствующего спектральной щели в несжимаемой полосе, разделяющей краевые состояния. 3. Линейный ход ВАХ после порога, с равновесным наклоном, полученным из Бюттикеровского наклона.

Эти особенности не только подтверждают предложенную картину, но и активно использовались для получения информации о изучаемой системе. В частности, исследование порогового напряжения на положительной ветви ВАХ позволяет проводить спектральные измерения на краю, см. следующие главы. По этой причине, подробная демонстрация экспериментальных данных будет дана по ходу описания основных результатов диссертации. Здесь следует отметить, что все эти особенности предельно ясно выражены в образцах на основе одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs с шириной щели в затворе более 2 мкм. При меньшей ширине наклон линейного хода после порога уже не соответствует равновесному (такие образцы использовались для измерений в режиме дробного эффекта Холла и описаны в соответствующей главе). Ярко вы-

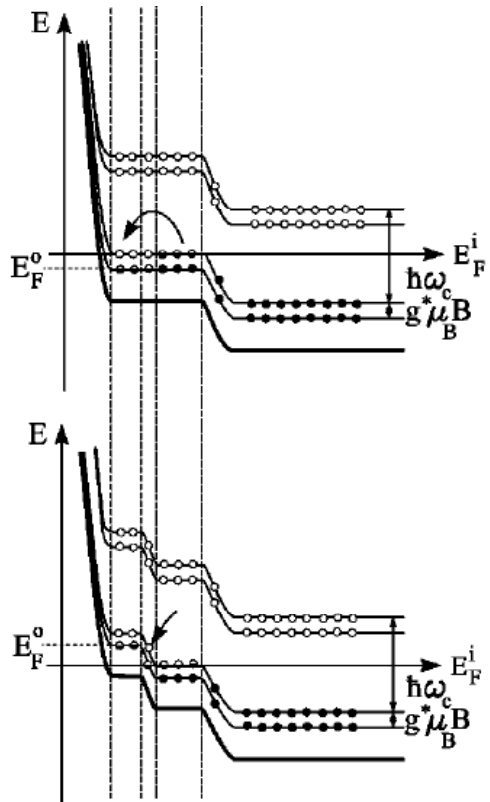


Рис. 1.11: Энергетическая структура края образца в области взаимодействия краевых состояний при приложении напряжения между сжимаемыми полосками (из работы [44]). При положительном напряжении, в силу отрицательного заряда электрона, потенциальный барьер между краевыми состояниями уменьшается вплоть до случая плоских зон. При отрицательном напряжении он растет и деформируется.

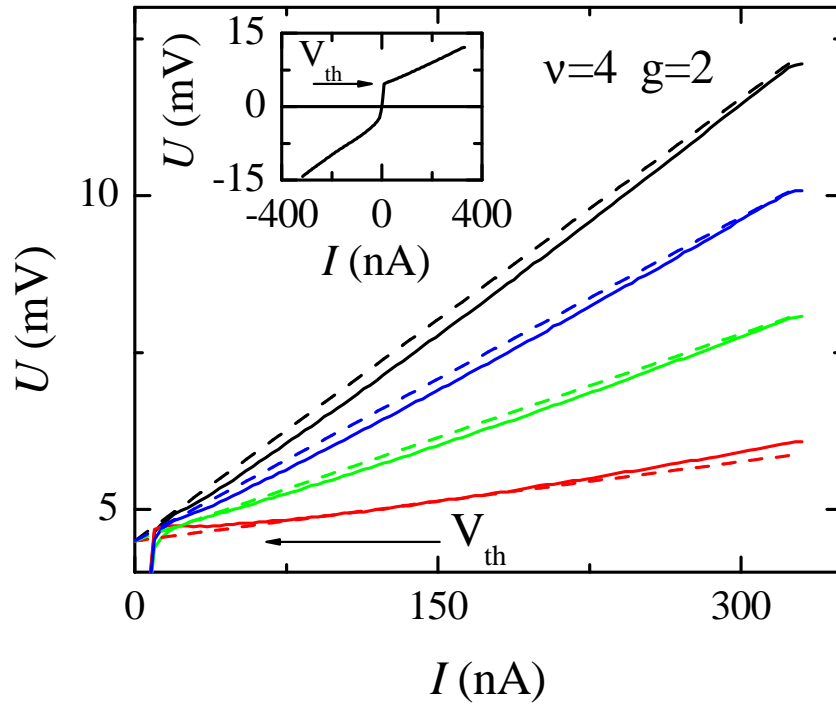


Рис. 1.12: Наклоны линейных участков вольт-амперных кривых для разных комбинаций контактов и их подгонка единым параметром  $\alpha$  (из работы [48]). Вставка показывает вид полной вольт-амперной кривой при транспорте между крайевыми состояниями, разделенными циклотронной щелью.

раженная несимметричность ВАХ в основном обязана значительной разнице циклотронной и спиновой щелей в GaAs/AlGaAs гетероструктурах (при пороге на положительной ветви, определяемом спиновой щелью, первая особенность на отрицательной ветви ВАХ будет определяться циклотронной щелью и наоборот, ср. Рис. 1.4 и Рис. 1.5). Это не всегда так в случае сложных перестроек спектра, например в квантовых ямах InGaAs/InAlAs и двухслойных структурах на основе GaAs, что так же описано в соответствующих главах.

#### 1.4.5 Перераспределение заряда между крайевыми состояниями при сильном разбалансе

Линейный ход положительной (правой) ветви ВАХ после порога с равновесным наклоном кажется интуитивно понятным. Появление дополнительного канала в транспорте соответствует резкому уменьшению эффективной длины установления равновесия, которая становится меньше ширины щели в затворе и избыточная разность электрохимических потенциалов перераспределяется между крайевыми состояниями. Тем не менее, важно отметить что перераспределяется не вся приложенная разность электрохимических потенциалов.

В работе [48] мы исследовали процесс установления равновесия при разбалансах, превышающих спектральную щель в транспорте между циклотронно-расщепленными крайевыми состояниями. Экспериментально исследовался наклон линейной части правой ветви вольт-амперной кривой (после порога), см. Рис. 1.12. Оказалось, что при сильном разбалансе между крайевыми состояниями может быть перераспределена не вся разность электрохимических потенциалов, а только часть,

превышающая спектральную щель.

Для количественного анализа линейного хода выше порога мы модифицировали формализм Бюттикера путем явного включения локальной характеристики транспорта между краевыми состояниями (вместо матрицы интегральных коэффициентов  $T_{ij}$ ) - параметра  $\alpha$ , который равен отношению перенесенной между краевыми состояниями разности электрохимических потенциалов к разрешенной к перераспределению разности электрохимических потенциалов.

Продemonстрируем введение этого параметра на примере образца Рис. 1.1. При напряжениях, меньших порогового, ток в области затворной щели между краевыми состояниями практически отсутствует. Это означает, что они покидают область затворной щели с исходными электрохимическими потенциалами  $\mu_1$  и  $\mu_3$ . При напряжениях, больших порогового, возникает ток между краевыми состояниями, следовательно, только часть исходной разности электрохимических потенциалов,  $(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})$  может быть перераспределена. Введем параметр  $\alpha$ , описывающий какая часть от этой разности, реально переданная в области затворной щели:  $\alpha(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})e/h$ . Этот параметр прост для интерпретации - так, для комбинации факторов заполнения  $\nu = 4, g = 2$  полное уравнивание соответствует перераспределению величины  $(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})$  пополам - т.е.  $\alpha = 1/2$ . Краевые состояния покидают область взаимодействия с электрохимическими потенциалами  $\mu_1 + \alpha(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})$  и  $\mu_3 - \alpha(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})$  соответственно. Тогда система уравнений в формализме Ландауера-Бюттикера может быть записана как:

$$\begin{aligned} I_1 &= 4\frac{e}{h}\mu_1 - 4\frac{e}{h}\mu_2, \\ I_2 &= 4\frac{e}{h}\mu_2 - 2\frac{e}{h}\mu_1 - 2\frac{e}{h}(\mu_1 + \alpha(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})), \\ I_3 &= 2\frac{e}{h}\mu_3 - 2\frac{e}{h}\mu_4, \\ I_4 &= 2\frac{e}{h}\mu_4 - 2\frac{e}{h}(\mu_3 - \alpha(\mu_3 - \mu_1 - eV_{th})). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Решение этой системы уравнений для комбинации контактов, использованной в расчете (1.1) приводит к соотношению

$$U_{32} - V_{th} = \frac{2 - \alpha}{4\alpha} \frac{h}{e^2} I_{41}. \quad (1.5)$$

Отметим, что это соотношение описывает ток при напряжении, превышающем пороговое. Следовательно, при постоянном наклоне линейной положительной ветви вольт-амперной характеристики на Рис. 1.12 параметр  $\alpha$  является постоянным, в отличие от соответствующего Бюттикерского коэффициента  $T$ , который при нелинейной ВАХ оказывается нелинейным.

Этот единственный параметр  $\alpha$  является универсальным - он полностью описывает наклоны линейных участков ВАХ при любой комбинации контактов (см. Рис. 1.12) и зависит только от физики транспорта между краевыми состояниями. Его численное значение позволяет судить о степени установления равновесия между краевыми состояниями. При экспериментах в режиме целочисленного КЭХ параметр  $\alpha$  равен равновесному для образцов с шириной щели в затворе на внешней границе большей чем 2 мкм. Для образцов с меньшей шириной щели перераспределение избыточной разности электрохимических потенциалов неравновесно. Это связано с малой, но конечной длиной установления равновесия и при разбалаксах, превышающих пороговые. Экспериментальные результаты для зависимости длины установления равновесия от разбаланса будут даны при описании экспериментов в режиме дробного КЭХ.

## 1.5 Основные выводы Главы 1

Основными выводами данной главы являются следующие:

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. 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.



## Глава 2

# Энергетическая щель на уровне Ферми в несжимаемой полосе

Пороговое (по напряжению) поведение положительной ветви вольт-амперной характеристики позволяет (по значению порога  $V_{th}$ ) получить значение спектральной щели  $\Delta$  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.

Систематика краевых состояний для однослойной двумерной системы на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs представлена на Рис. 1.2. Она 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.

### 2.1 Циклотронная щель

Для краевых соотояний, разделённых циклотронной щелью, на Рис. 2.1 представлена зависимость определённой по порогу щели в несжимаемой полосе  $\Delta = eV_{th}$  от магнитного поля, полученная для разных образцов. Эти образцы характеризуются высокой концентрацией, в районе  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и умеренной подвижностью  $800\,000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , что удобно для тестовых измерений. Порог  $V_{th}$  определялся по экстраполяции линейного участка положительной ветви ВАХ к нулевому току. Фактор заполнения под затвором сохраняется равным  $g = 2$  путём подстройки затворного напряжения, в то время как фактор заполнения вне затворной области  $\nu$  меняется с магнитным полем. Следует отметить, что даже при нецелых факторах заполнения в области затворной

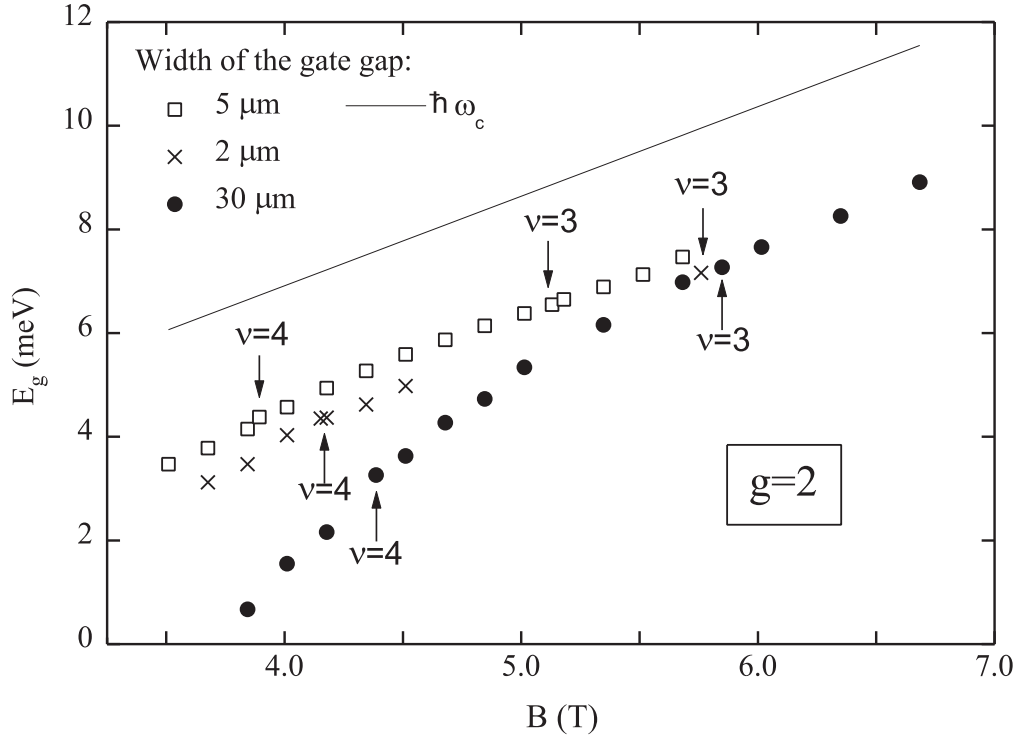


Рис. 2.1: Щель в спектре  $\Delta$ , измеренная локально в полосе несжимаемой электронной жидкости, разделяющей циклотронно-рассцеплённые краевые состояния в области щели затвора на внешней границе образца, по порогу  $V_{th}$  вольт-амперной характеристики:  $\Delta = eV_{th}$ , для образцов с разной шириной щели в затворе (из работы [44]). Линией показано поведение объёмной циклотронной щели в GaAs.

щели, наш метод продолжает работать, поскольку геометрия определяется затвором и нулевой диссипативной проводимостью под ним.

Сплошная линия на Рис. 2.1 показывает линейную теоретическую зависимость циклотронной щели  $\hbar\omega_c$  от магнитного поля, надёжно наблюдаемую при исследовании объёмных щелей [17].

Для  $\nu \leq 4$  мы нашли линейную зависимость щели между краевыми состояниями от магнитного поля для образцов с малыми ширинами щели в затворе 2 и 5 мкм. Эта линия параллельна теоретической зависимости (и даёт значение электронной массы 0.067 от массы свободного электрона), но сдвинута вниз относительно её. Данные для образца с шириной затворной щели 30 мкм отклоняются от линейной зависимости в слабых магнитных полях, показывая что длина выравнивания избыточного заряда становится сравнимой с шириной щели в этих полях.

Тот факт, что для циклотронно-рассцеплённых краевых состояний мы наблюдаем ожидаемое поведение измеренной щели, говорит в пользу предложенной методики.

То, что измеренные значения по абсолютной величине меньше, чем ожидаемые, объясняется уширением энергетических уровней в силу наличия короткопериодного случайного потенциала (вызванного рассеянием на примесях). Это уширение не учтено на энергетических диаграммах на Рис. 1.9 и Рис. 1.11. В действительности каждый энергетический уровень уширен по энергии, так что в центре уровня существует полоса делокализованных состояний конечной ширины. Порог на вольт-амперных характеристиках возникает ещё до возникновения ситуации плоских зон, при пересечении краёв подвижности в соседних краевых состояниях. Измеренная щель  $\Delta = eV_{th}$

есть щель подвижности (как, например, при объёмных активационных измерениях [17]) и она всегда меньше спектральной щели, как продемонстрировано для объёмной щели в работе [17]. Такое уширение уровней должно быть меньше на образцах с высокой подвижностью, т.е. на более качественных образцах измеренная щель будет приближаться к спектральной.

Отклонение экспериментальных точек для образца с широкой 30 мкм щелью от общей зависимости в области малых магнитных полей происходит в силу падения длины установления равновесия между краевыми состояниями при уменьшении магнитного поля и так же свидетельствует в пользу правильного понимания нами предложенной экспериментальной методики. Сопротивление области взаимодействия между краевыми состояниями максимально при малых разбалансах (т.е. при напряжениях ниже пороговых) и может быть оценено как  $R \sim (h/e^2)l_{eq}/L$ , где  $l_{eq}/L$  - отношение длины установления равновесия  $l_{eq}$  к ширине области взаимодействия  $L$  (ширине щели в затворе). Если это отношение велико, на кривых присутствует ясно видимый порог около  $V_{th}$ , другими словами, смена наклона ВАХ происходит при очень малых токах. Если отношение  $l_{eq}/L$  мало, то начальный участок ВАХ сильно завален. Ситуация плоских зон (на Рис. 1.9 и Рис. 1.11) происходит при том же, определяемым спектральной щелью, разбалансе, но изгиб на экспериментальной ВАХ теперь находится при значительных токах, так что экстраполяция линейного участка ВАХ даёт заниженное значение  $V_{th}$ . Такое поведение ВАХ удобнее всего наблюдать на Рис. 1.7 при изменении длины области взаимодействия на одном и том же образце в фиксированном магнитном поле и при фиксированной температуре.

## 2.2 Спиновая щель

Зависимость измеренной щели от качества образца лучше всего проявляется при исследовании щели в несжимаемой полосе между спин-расщеплёнными краевыми состояниями. На Рис. 1.5 порог на правой ветви очень мал (практически отсутствует), хотя несомненен линейный ход правой ветви. На Рис. 1.6 порог явно выражен, поскольку использовались образцы более высокого качества. Рассмотрим поведение спиновой щели более подробно.

### 2.2.1 Литературный обзор и постановка задачи

В 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 Зеемановским 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 беспорядка на краю, наличия скачка потенциала внутри несжимаемой полосы. Традиционные методы (акти-

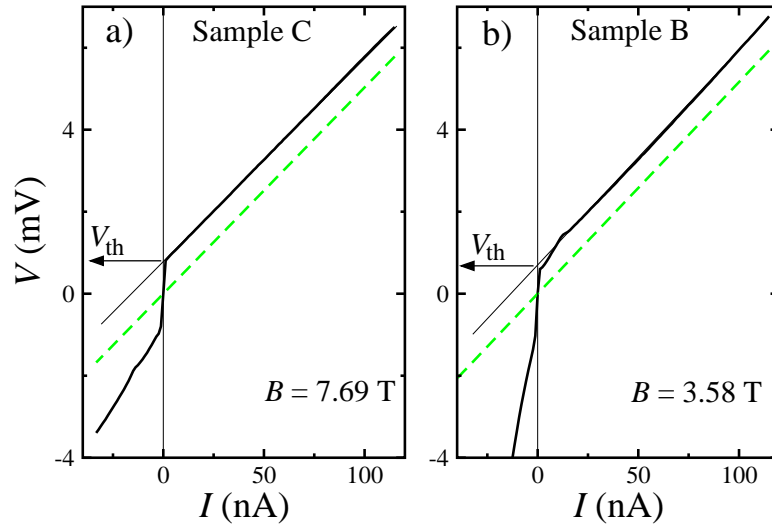


Рис. 2.2: Примеры вольт-амперных кривых (ВАХ) для факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  в области затворной щели и под затвором, соответственно, для образцов разного качества ((a) и (b) для образцов С и В соответственно). Положительная аетвь ВАХ линейна выше порогового напряжения,  $V > V_{th}$ , пунктир обозначает равновесный наклон. Пороговое напряжение  $V_{th}$  определялось экстраполяцией линейного участка к нулю тока (тонкая линия). Магнитное поле перпендикулярно плоскости образца и равно 3.58 Тл (b) и 7.69 Тл (a).

вационные [17, 50], магнетоемкостные [18, 51] 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), ср., например, работы [50, 51].

### 2.2.2 Экспериментальные результаты

Исследованные образцы изготовлены из трёх GaAs/AlGaAs гетероструктур с различными концентрациями электронов и подвижностями, выращенными при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии в трёх различных установках эпитаксии. Первые две гетероструктуры (обозначенные нами как А и В) содержат двумерный электронный газ, расположенный на глубине 200 нм под поверхностью кристалла. Эти структуры имеют схожие концентрации носителей, примерно  $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , но сильно различающиеся подвижности. При 4 К подвижность электронов в структуре А  $5.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , а в структуре В -  $1.9 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Для структуры более низкого качества С соответствующие параметры 70 нм,  $800\,000 \text{ см}^2/\text{Вс}$  и  $3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Из этих структур изготовлены образцы в геометрии квази-Корбино, с ширинами щели в затворе 5 мкм для образцов А1, В, С и более широкой щелью 10 мкм для образца А2. Таким образом, представленные ниже экспериментальные данные получены для образцов разного качества (А1, В, С) но с одной шириной щели в затворе и для образцов одного качества (А1 и А2) но с разной щелью. Было так же проверено, что для каждого образца экспериментальные результаты не зависят от охлаждения (воспроизводимы в разных охлаждениях).

Примеры экспериментальных вольт-амперных кривых, полученные на образцах разного качества, приведены на Рис. 2.2 для транспорта между краевыми состояниями поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1. Эти кривые, как подробно было описано в ме-

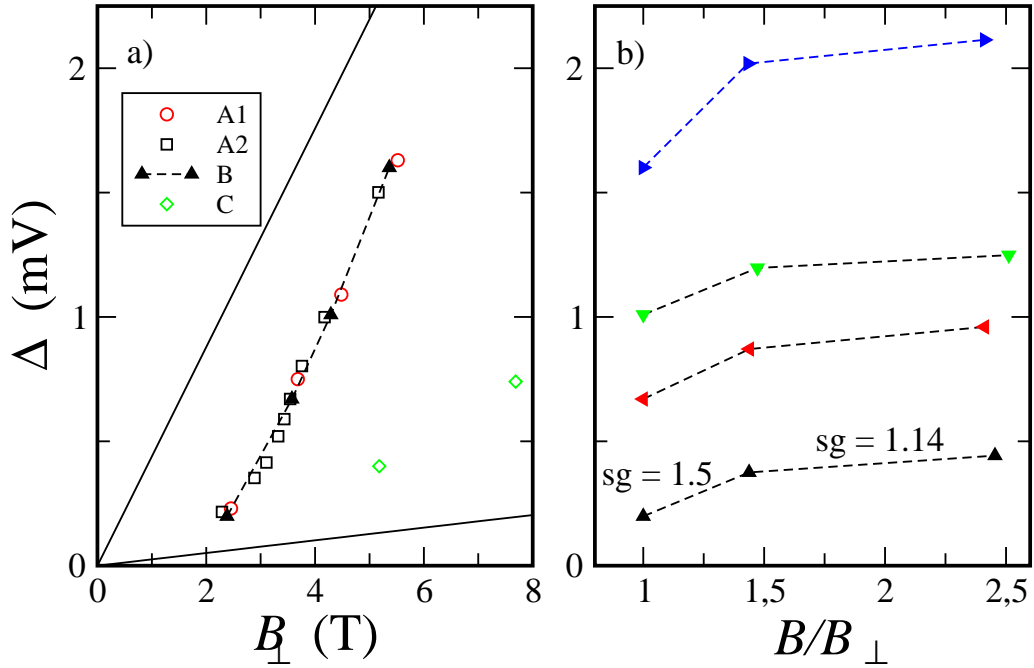


Рис. 2.3: Щель в спектре  $\Delta_c$  в несжимаемой полосе с локальным фактором заполнения 1, определённая по порогу вольт-амперных характеристик  $\Delta_c = eV_{th}$ . (a) Щель  $\Delta_c$  как функция нормального к плоскости образца магнитного поля для разных образцов (символы). Пунктирная линия отражает получившуюся универсальную зависимость. Толстые сплошные линии показывают поведение объёмной обменно-увеличенной щели при  $\nu = 1$  ( $g^* = 7.3$  как получено в работе [17]) и одночастичное Зеемановское расщепление в GaAs. (b) Зависимость щели  $\Delta_c$  от поля в плоскости для образца В при нескольких значениях нормальной компоненты магнитного поля:  $B_{\perp} = 2.38$  Т (треугольники вверх),  $B = 3.58$  Т (треугольники налево),  $B = 4.29$  Т (треугольники вниз),  $B = 5.36$  Т (треугольники направо). Пунктир показывает различные наклоны произведения  $sg$  в малых и сильных полях в плоскости (см. основной текст).

тодике, являются сильно нелинейными, с выраженным пороговым поведением положительной (правой) ветви и линейным ходом после порога. Пороговое напряжение  $V_{th}$  получалось с высокой точностью путём линейной экстраполяции правой ветви к нулю тока.

На Рис. 2.3 приведены значения спектральной щели  $\Delta_c$  в несжимаемой полосе с локальным фактором заполнения 1, определённой по порогу вольт-амперных характеристик  $\Delta_c = eV_{th}$ . Точность процедуры определения щели по экстраполяции мы оценили в 0.05 мэВ, что примерно равно размеру символа на рисунке. При получении этих данных значения нормальной компоненты магнитного поля соответствовали режиму КЭХ в щели в затворе с факторами заполнения 2 и 3. С другой стороны, магнитное поле было достаточно велико чтобы длина установления равновесия при малых разбалаксах превосходила ширину щели в затворе  $l_{int} \ll l_{eq}$ .

Экспериментальные данные на Рис. 2.3 покрывают значительный диапазон магнитных полей и позволяют сделать следующие выводы:

(i) Данные, полученные на образцах из высококачественных структур А и В образуют единую зависимость, несмотря на то что подвижности отличаются в 2 раза. Наоборот, сильно разупорядоченный образец С демонстрирует значительно меньшие значения щели.

(ii) Значения щели, полученные по экстраполяции, совпадают для образцов с разными длина-

ми области взаимодействия (A1 and A2). Это показывает, что длина установления равновесия при малых разбалансах значительно превосходит максимальную ширину щели в затворе ( $l_{int} = 10\mu\text{m}$  для образца A2), что оправдывает определение щели по экстраполяции.

(iii) Полученные величины щели в несжимаемой полосе с локальным фактором заполнения 1 значительно превосходят одночастичное Зеемановское расщепление, указывая на обменное увеличение щели [16], см. Рис. 2.3 (a). Зависимость от нормальной компоненты магнитного поля линейна. Наклон зависимости соответствует эффективному фактору Ланде  $g^* \approx 7$ , однако экспериментальные точки сдвинуты вниз относительно прямой, проходящей через центр координат.

(iv) Наблюдается значительная зависимость измеренной щели от поля в плоскости, см. Рис. 2.3 (b). Эта зависимость становится слабее в сильных полях.

### 2.2.3 Обсуждение результатов

Полученные результаты соответствуют тому, что мы можем предполагать о природе измеренной щели.

Во-первых, мы измеряем щель подвижности. Порог на экспериментальных кривых возникает ещё до точного выполнения условия плоских зон (Рис. 1.9 и Рис. 1.11) в силу уширения энергетических уровней короткопериодным случайным потенциалом. Именно, порог  $V_{th}$  на ВАХ возникает при пересечении не центров, а краёв подвижности уширенных уровней.

Это заключение подтверждается сравнением результатов, полученных для образцов разного качества. Результаты, полученные для высококачественных образцов A1, A2 и B совпадают, несмотря на отличающиеся подвижности. Совпадение результатов подразумевает одинаковое уширение уровней, вызванное остаточным рассеянием на примесях. Для высококачественных шайб, подвижность в основном ограничена длиннопериодными флуктуациями случайного потенциала (неоднородностью концентрации по образцу). Наша методика локальных измерений нечувствительна к таким флуктуациям: они только сдвигают положение несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 относительно края, что никак не проявляется в измерениях ВАХ. С другой стороны, образец С с высоким уровнем беспорядка демонстрирует значительно меньшие значения измеренной щели подвижности в силу значительно большего количества примесей.

Во-вторых, поскольку щель измеряется в транспортном эксперименте, она измеряется [16, 17] на волновом векторе возбуждения  $k = \infty$ , и, следовательно, чувствительна к обменным эффектам [16]. Это подтверждается экспериментально измеренными значениями, которые значительно превосходят одночастичное Зеемановское расщепление.

Хорошо известно [17, 18, 19], что обменно-усиленное Зеемановское расщепление в объёме двумерного образца при факторе заполнения 1 может быть охарактеризовано линейной зависимостью от нормальной компоненты магнитного поля с увеличенным (эффективным) значением фактора Ланде  $g^*$ . При этом точное значение эффективного  $g^*$ -фактора зависит от метода измерений: активационные измерения [17] дают  $g^* = 7.3$ , в то время как меньшее значение  $g^* = 5$  получается из магнетоемкостных измерений [18]. Поскольку в нашем эксперименте измеряется щель подвижности, результаты должны сравниваться именно с активационными измерениями в объёме, см. Рис. 2.3 (a). Обе зависимости идут с одинаковым наклоном, так что щель подвижности ведёт себя одинаково на краю и в объёме образца. Как и для объёмных исследований [17], полученные значения сдвинуты вниз относительно прямой, проходящей через центр координат.

Экстраполяция экспериментальной зависимости к нулевому полю даёт оценку уширения уровней энергии на краю в 0.9 мэВ, что превосходит объёмные значения [17] и указывает на более сильное рассеяние на краю образца.

Измеренная щель характеризуется так же сильной зависимостью от компоненты магнитного поля в плоскости двумерной системы, см. Рис. 2.3 (b). Обычно [50, 51] такая зависимость приписывается одночастичному Зеемановскому расщеплению  $sg\mu_B B$ , поскольку обменные эффекты чувствительны только к нормальной компоненте магнитного поля [16]. Соответственно, появляется возможность определить эффективное число перевёрнутых спинов  $s$ , если известно правильное значение одночастичного фактора Ланде (0.44 от 0.7, см. дискуссию в работах [50, 51]). Значение  $s > 1$  должно означать наличие спиновой текстуры на краю (скирмиона).

В нашем эксперименте  $sg$  превышает 0.7 при малых значениях  $B/B_\perp$ , см. Рис. 2.3 (b), что означает  $s > 1$  при любом одночастичном факторе Ланде. Эффективное число перевёрнутых спинов уменьшается при сильных полях в плоскости, что так же свидетельствует в пользу существования спиновой текстуры [50]. Однако эти рассуждения должны восприниматься с осторожностью, поскольку выводы делаются на основе анализа щели подвижности, а уширение уровней так же может зависеть от компоненты поля в плоскости. Эти два эффекта не могут быть явно разделены в нашем эксперименте. 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.

## 2.3 Основные выводы Главы 2

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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.
2. 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.

## Глава 3

# Создание области динамически поляризованных ядерных спинов при транспорте между спин-расщеплёнными краевыми состояниями

### 3.0.1 Литературный обзор и постановка задачи

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. Именно это обстоятельство приводит к большой длине установления равновесия между спин-расщеплёнными краевыми состояниями [20, 52] (порядка 1 мм при низкой температуре), даже несмотря на значительное перекрытие электронных волновых функций в силу малой ширины несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 (см. оценку в работе [20] и измерения [11]).

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, 53]. 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, 53]. 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, 54], что проявляется в транспортных экспериментах. Забегая вперёд, следует отметить, что канал переворота спина через флип-флоп процесс несущественен в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например, электроны InAs и дырочный газ в GaAs. Описанные ниже эффекты в таких системах не наблюдаются.

Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия может быть записан как

$$AI \cdot S = \frac{1}{2}(I^+ S^- + I^- S^+) + AS_z I_z, \quad (3.1)$$

где  $A > 0$  константа взаимодействия,  $I$  ядерный спин и  $S$  электронный спин.



При типичной температуре эксперимента (30 мК) в магнитном поле ниже 10 Тл статическая ядерная поляризация  $\langle I_z \rangle$  внешним магнитным полем исчезающе мала. Тем не менее, значительная динамическая поляризация ядер возможна: переворот спина электрона вызывает переворот спина ядра в решётке GaAs как показано в первом члене гамильтониана 3.1 - так называемый флип-флоп процесс. Следовательно, ток, текущий между спин-расщеплёнными краевыми состояниями вызывает динамическую ядерную поляризацию (ДЯП)  $\langle I_z \rangle$  на краю образца [21, 22]. Таким образом, ядерные спины поляризованы не внешним магнитным полем, а непрерывной накачкой системы (электронными переходами с переворотом спина). При прекращении такой накачки ядерные спины деполяризуются.

Динамическая ядерная поляризация сама влияет на положение уровней энергии электронов благодаря второму члену в гамильтониане 3.1 (сдвиг Оверхаузера). Влияние ядерной поляризации на энергию электрона может быть удобно описано введением эффективного поля Оверхаузера  $B_{Ov} = A\langle I_z \rangle / g^* \mu_B$  которое влияет на Зеемановское расщепление  $|g^*| \mu_B (B + B_{Ov})$ . Поскольку процессы, связанные с установлением области динамически поляризованных ядер являются достаточно медленными (они определяются [60] не только накачкой, но и диффузией ядерного спина из области накачки и релаксацией спина в силу наличия спин-решёточной релаксации), наличие такой области приводит к появлению медленных релаксационных процессов в транспортных характеристиках, например, появлению гистерезиса [21, 22, 54, 59, 55, 56, 57, 58]. То, что обнаруженные релаксационные процессы связаны именно с ядерными спинами приверялось в прямых ЯМР экспериментах, когда в плоскости образца прикладывалось слабое радиочастотное магнитное поле и наблюдались резонансы [21, 22, 54] в транспортных характеристиках на частотах, характерных для присутствующих в структуре изотопов Ga и As (при этом никогда не наблюдалось резонансов, соответствующих находящемуся в барьере Al, т.е. взаимодействие 3.1 имеет место между электронами и ядрами только в двумерном слое).

Вообще говоря, эффекты образования области динамически поляризованных ядер наблюдались при исследовании различных транспортных характеристик [55, 56, 57, 58]. Исследование таких эффектов при транспорте поперёк отдельной несжимаемой полосы на краю имеет очевидное преимущество: флип-флоп процесс 3.1 горизонтален по энергии, а на краю, в силу загиба уровней энергии, такие процессы разрешены. Таким образом, край двумерной системы в режиме КЭХ - наиболее простая модельная ситуация для исследования динамической поляризации ядер в транспортных характеристиках образцов.

Большинство экспериментов по исследованию динамической ядерной поляризации были проведены в режиме малого разбаланса между краевыми состояниями [22, 54, 59]. Исключение составляет работа [21], где была предпринята попытка реализовать случай сильного разбаланса. К сожалению, в силу особенности топологии образца [21], в нём неоднозначно определена область, в которой происходит транспорт с переворотом спина. Возможно по этой причине, релаксационные измерения в работе [21] не были проведены.

### 3.0.2 Экспериментальные результаты

Образцы, изготовленные на основе одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии в разных установках. Двумерный электронный газ находился на расстояниях 70 нм и 110 нм от поверхности кристалла, низкотемпературные подвижности были соответственно  $800\,000 \text{ см}^2/\text{Вс}$  и  $2.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при концентрациях носителей

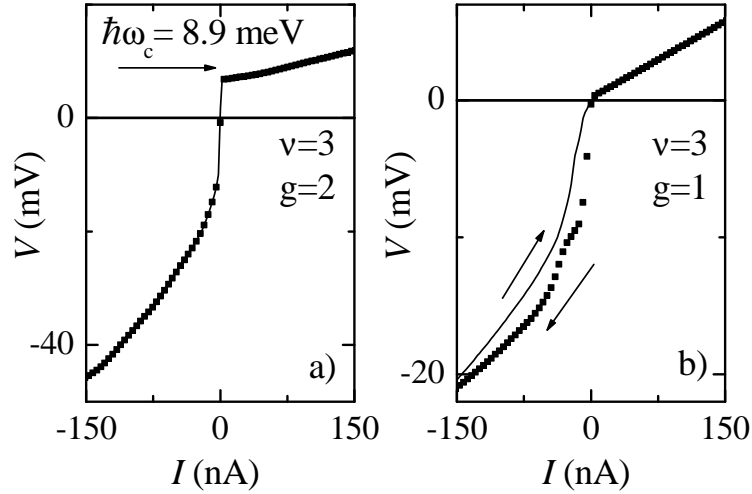


Рис. 3.1:  $I - V$  кривые для комбинации факторов заполнения а)  $\nu = 3, g = 2$  (циклотронное расщепление) и б)  $\nu = 3, g = 1$  (спиновое расщепление). Сплошная линия показывает разворачивание тока с отрицательных к положительным токам, точки - показывают обратных ход. Для кривых, изображённых точками, количество точек уменьшено до  $\frac{1}{10}$  от экспериментального для ясности рисунка. Стрелки на рисунке а) показывают ожидаемое значение циклотронного расщепления, в то время как стрелки на панели б) показывают направления развёртки. Магнитное поле 5.2 Тл, затворные напряжения  $V_g = -196$  мВ для  $\nu = 3, g = 2$  факторов заполнения и  $V_g = -372$  мВ для  $\nu = 3, g = 1$ .

$3.7 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$  и  $1.35 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ . Оба использованных материала показали аналогичные результаты.

Типичная вольт-амперная кривая в нашей геометрии показана на рис. 3.1 для факторов заполнения  $\nu = 3, g = 2$  ( $B = 5.2$  Тл  $V_g = -196$  мВ).  $I - V$  кривая отражает транспорт между краевыми состояниями в области затворной щели. Она сильно нелинейна и несимметрична, с пороговым поведением положительной ветви. Напряжение порога соответствует величине циклотронной энергии, см. Главу 2.

Рис. 3.1 б) показывает  $I - V$  кривую для факторов заполнения  $\nu = 3, g = 1$  ( $B = 5.2$  Тл  $V_g = -372$  мВ), что соответствует транспорту между спин-расщеплёнными краевыми состояниями. В этом случае пороговое напряжение на положительной ветви много меньше чем в предыдущем, в силу малости спиновой щели по сравнению с циклотронной и сравнительно низкой подвижности в представленном образце. Однако, наиболее разительное отличие от рисунка 3.1 а) заключается в сильном гистерезисе, проявляющемся на отрицательной ветви вольт-амперной характеристики при смене направления развёртки тока.

Кривые на рис. 3.1 получены непрерывным изменением тока с положительных значений к отрицательным и наоборот. Увеличение скорости развёртки увеличивает гистерезис, что указывает на то, что гистерезис - это результат процесса релаксации с экстремально большими временами, как было отмечено в работах [21, 22]. В нашем случае характерное время релаксации сравнимо с временем развёртки, порядка 10 минут.

Это поведение сильно отличается от поведения вольт-амперных кривых для транспорта через циклотронное расщепление, см. рис. 3.1 а), где нет гистерезиса в аналогичных условиях измерений. Из этого, в силу много меньшей диссипативной проводимости под затвором при факторе

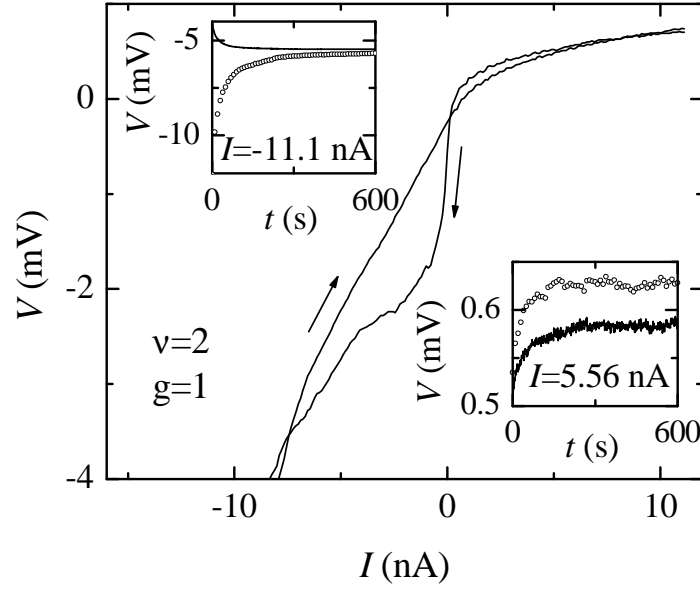


Рис. 3.2:  $I-V$  кривые для комбинации факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  (спиновое расщепление) в области малых токов. Стрелки показывают два разных направления развёртки тока. Вставки показывают релаксационные кривые для двух фиксированных токов  $I = -11.1$  нА (левая вставка) и  $I = 5.56$  нА (правая вставка) полученных для двух токов задержки  $I_{dwell}^- = -222$  нА (сплошные кривые) и  $I_{dwell}^+ = 111$  нА (точечные кривые). Магнитное поле 7.7 Тл, затворное напряжение  $V_g = -288$  мВ.

заполнения 2, следует, что гистерезис при  $\nu = 3, g = 1$  не может быть связан с медленной перезарядкой образца в режиме КЭХ. Этот факт был проверен при измерениях на разных образцах и разных комбинациях факторов заполнения - гистерезис отсутствует при транспорте между краевыми состояниями, разделёнными циклотронной щелью и присутствует при транспорте между спин-расщеплёнными краевыми состояниями.

Мы исследовали в деталях простейшую комбинацию факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  ( $B = 7.7$  Тл,  $V_g = -288$  мВ), при которой только два краевых состояния участвуют в процессе установления равновесия. Область малых напряжений и токов для этой комбинации факторов заполнения показана на рис. 3.2. Рисунок ясно показывает, что гистерезис так же присутствует для положительной ветви вольт-амперных характеристик. Асимметрия вольт-амперной характеристики находит своё отражение и в картине гистерезиса: при отрицательных напряжениях гистерезис заметно сильнее, в то время как при положительных он присутствует только при малых токах.

Для прямого исследования зависящих от времени процессов релаксации мы измеряли зависимость от времени падения напряжения между двумя (внутренним и внешним) контактами при различных фиксированных токах. Для того, чтобы система изначально была в одном и том же стабильном состоянии, ток задержки  $I_{dwell}$  пропусклся между краевыми состояниями в течение времени, достаточного для установления равновесия (10 минут), до получения стабильного значения напряжения. После этого ток мгновенно переключался к нужному значению и снималась временная зависимость напряжения  $V(t)$  при этом значении тока. Было проверено, что полученные таким образом кривые  $V(t)$  полностью воспроизводимы.

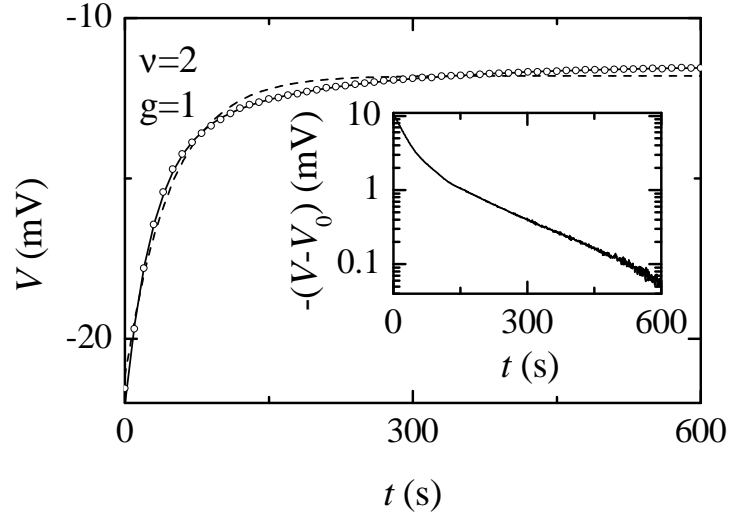


Рис. 3.3: Релаксационная кривая для факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  при токе  $I = -22.2$  нА для положительного тока задержки  $I_{dwell}^+ = 111$  нА (круги). Количество точек уменьшено в 10 раз для ясности рисунка. Сплошная линия показывает подгонку двумя спадающими экспонентами (см. 3.2), пунктир - подгонку одной экспонентой. Вставка показывает ту же экспериментальную кривую в полулогарифмических координатах, сдвинутую на  $V_0 = V(t = \infty) = -11.5$  мВ.

Примеры временных зависимостей  $V(t)$  приведены на вставках в рис. 3.2. И для положительных, и для отрицательных измерительных токов временная зависимость релаксации измерена после выдерживания системы при двух токах задержки  $I_{dwell}^+ = 111$  нА (кружки) и  $I_{dwell}^- = -222$  нА (сплошная линия). Следует отметить, что две ветви вольт-амперных характеристик отличаются не только величиной релаксации (на два порядка по величине), но и в зависимости от знака тока задержки. Для положительной ветви ( $I > 0$ )  $V(t)$ -кривые качественно независимы от знака тока задержки и релаксация всегда проходит с ростом сопротивления. Для отрицательной ветви ( $I < 0$ ) сопротивление возрастает со временем для  $I_{dwell}^- < 0$  и уменьшается для  $I_{dwell}^+ > 0$ . Таким образом, для отрицательной ветви вольт-амперной характеристики как характер релаксации, так и стартовая точка релаксации чрезвычайно чувствительны к знаку тока задержки  $I_{dwell}$ .

Экспериментальные  $V(t)$  кривые релаксируют по экспоненциальному закону, но с двумя различными и ярко выраженными участками релаксации. Мы определили, что экспериментальные кривые  $V(t)$  для транспорта между двумя спин-расщеплёнными краевыми состояниями при отрицательных токах очень хорошо подгоняются двумя спадающими экспонентами:

$$V(t) = V_0 + V_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + V_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (3.2)$$

как показано на рис. 3.3 (сплошная линия). Для сравнения, подгонка одной спадающей экспонентой (пунктир на рис. 3.3) плохо описывает экспериментальные данные, особенно для  $t > 50$  s. Вставка в полулогарифмических осях ясно демонстрирует наличие второго участка релаксации, который доминирует на больших временах.

Времена релаксации, полученные из подгонки двумя экспонентами показаны на рис. 3.4 в зависимости от тока. Эти времена практически независимы от тока задержки, но слабо зависят от процедуры охлаждения образца. Максимумы в  $\tau(I)$  зависимости качественно воспроизводимы

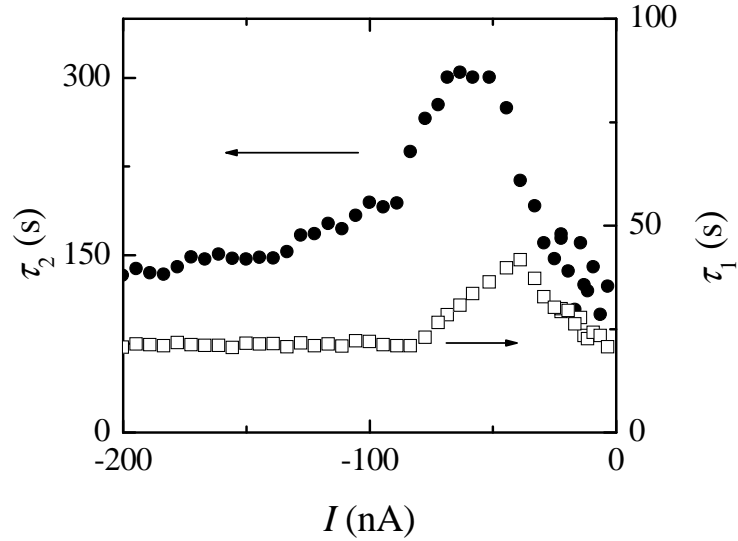


Рис. 3.4: Времена релаксации  $\tau_1$  (квадраты) и  $\tau_2$  (круги) для комбинации факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  при положительном токе задержки  $I_{dwell}^+ = 111$  нА.

от охлаждения к охлаждению и от образца к образцу. Для положительных токов (положительная ветвь вольт-амперной характеристики) точность определения  $\tau_2$  меньше, чем для отрицательных токов из-за меньшей величины релаксации (см. вставку в рис. 3.2). Тем не менее, оба времени релаксации имеют один порядок величины для обеих ветвей вольт-амперной характеристики. Измерения релаксационных кривых в наклонных магнитных полях показали, что постоянные релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$  (и позиция максимума в зависимости  $\tau(I)$ ) независимы от присутствия и величины компоненты магнитного поля, параллельной плоскости образца.

Из релаксационных кривых  $V(t)$  кроме времён релаксации может быть получено и время-независимое, стабильное состояние ситемы при данном токе. Стабильное значение напряжения может быть получено либо как параметр подгонки  $V_0$  (см. уравнение (3.2)) либо как последняя точка в зависимости  $V(t)$ . Разница между этими методами незначительна.

Для остальных спин-расщеплённых комбинаций факторов заполнения (например  $\nu = 3, g = 1$ ) уже большее число краевых состояний включено в процесс переноса заряда. Кроме непосредственно транспорта между спин-расщеплёнными краевыми состояниями, уравновешивание избыточного заряда через циклотронную щель должно быть принято во внимание. В результате, процесс релаксации становится очень запутанным и в эксперименте было обнаружено что сопротивление в этих условиях более не является монотонной функцией времени.

### 3.0.3 Обсуждение

Основная часть процессов переворота спина при транспорте между спин-расщеплёнными краевыми состояниями идёт за счёт спин-орбитального взаимодействия. Однако, таким образом нельзя объяснить релаксацию на макроскопических временах порядка  $\tau_1 \sim 25$ с. С другой стороны, такие времена наблюдались для процессов, связанных с образованием динамической ядерной поляризации в GaAs, см. [21, 22, 54]. По этой причине, релаксация вольт-амперных характеристик должна иметь отношение к сверхтонкому взаимодействию. Влияние магнитных примесей следует сразу

исключить в силу высокої чистоты процесса молекулярно-лучевой эпитаксии и того факта, что наши образцы, выращенные в разных МЛЭ системах показывают одинаковые результаты.

Релаксационное поведение обеих ветвей вольт-амперных характеристик может быть легко описано в терминах динамической ядерной поляризации, несмотря на сильную разницу в релаксации правой и левой ветвей вольт-амперных характеристик. Итак: в силу отрицательного эффективного фактора Ланде ( $g^* < 0$  в объёме GaAs), электронные спины во внешнем краевом состоянии поляризованы в направлении внешнего магнитного поля ("вверх"), в то время как во внутреннем состоянии они поляризованы "вниз". Влияние ядерной поляризации на энергию электрона может быть удобно описано введением эффективного поля Оверхаузера  $B_{Ov} = A\langle I_z \rangle / g^* \mu_B$  которое влияет на Зеемановское расщепление  $|g^*| \mu_B (B + B_{Ov})$ . Хорошо известно [61], что поле Оверхаузера значительно в GaAs, при полной спиновой поляризации оно достигает 5 Тл.

(i) Отрицательное напряжение, приложенное к внешнему контакту, сдвигает внешнее краевое состояние вверх по энергии относительно внутреннего, см. рис. 3.5 c)). Электроны туннелируют через несжимаемую полосу между внешним и внутренним краевыми состояниями с переворотом спина с "вверх" на "вниз". Большая часть этих процессов идёт благодаря спин-орбитальному взаимодействию, с потерей энергии при испускании фонона. Тем не менее, перенос электронов через несжимаемую полосу так же возможен и через флип-флоп процесс. В этом процессе электронная энергия остаётся практически неизменной. Флип электрона с "вверх" на "вниз" приводит к флопу ядра с "вниз" на "вверх". Таким образом, текущий длительное время ток приводит к образованию динамической ядерной поляризации  $\langle I_z \rangle > 0$ . В силу отрицательного фактора Ланде в GaAs эффективное поле Оверхаузера антипараллельно внешнему полю  $B_{Ov} < 0$  и уменьшает величину Зеемановского расщепления  $|g^*| \mu_B (B + B_{Ov})$ .

(ii) Для положительных напряжений, приложенных ко внешнему краевому состоянию, превышающих пороговое напряжение  $V_{on} \sim -|g^*| \mu_B / e$ , более не существует потенциального барьера между краевыми состояниями, см. рис. 3.5 b). Электроны свободно перемещаются в пространстве из внутреннего краевого состояния во внешнее и меняют свой спин и энергию в вертикальных процессах, например, при испускании фотона. Последнее может происходить и вдали от области затворной щели. Тем не менее, при напряжениях  $V > 2V_{on}$  электроны так же могут туннелировать из заполненных (спин вверх) в пустые (спин вниз) состояния через несжимаемую полосу через флип-флоп процесс, релаксируя после этого к основному состоянию вертикально. Такой флип-флоп также как и в предыдущем случае производит ядерную поляризацию  $\langle I_z \rangle > 0$  в области затворной щели сопровождающуюся полем Оверхаузера  $B_{Ov} < 0$ , антипараллельном ко внешнему магнитному полю, уменьшая Зеемановскую энергию.

Величина результирующей ядерной поляризации  $\langle I_z \rangle$  определяется, таким образом, током, связанным с флип-флоп процессами, который, в свою очередь управляется приложенным напряжением  $V$ , см. рис. 3.5 c). Следовательно, после выдержки системы при положительном токе и переключении к отрицательному току ядерная поляризация (и поле Оверхаузера) значительно увеличивается, в течение процесса релаксации к новому стабильному состоянию, уменьшая Зеемановское расщепление. Поскольку именно Зеемановское расщепление определяет пространственное расстояние между спин-расщеплёнными краевыми состояниями, уменьшается длина на которую электроны должны туннелировать [22] в том числе и при переносе через спин-орбиту. Следовательно, в этой ситуации релаксация идёт с уменьшением сопротивления, что и наблюдается, см. левую вставку в рис. 3.2 (точки).

Выдерживая систему при больших отрицательных напряжениях и переключаясь к меньшим

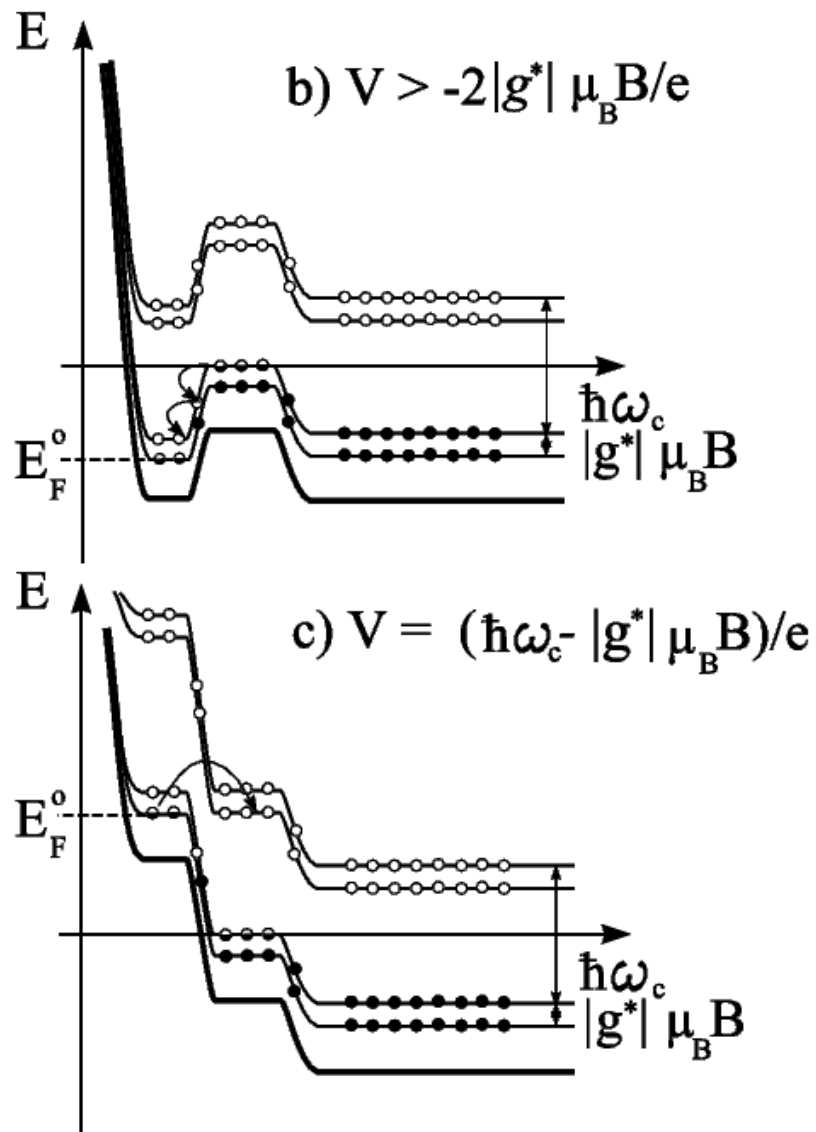


Рис. 3.5: Дно зоны проводимости на краю образца при факторах заполнения  $\nu = 2$  и  $g = 1$  в условиях сильного разбаланса электрохимпотенциалов краевых состояний  $eV$ . (b)  $V > 0$ , в показанной ситуации внешнее краевое состояние сдвинуто вниз по энергии на величину  $eV < -2 |g^* | \mu_B B$ . (c)  $V < 0$ , здесь сдвиг по энергии  $eV > 0$ . Стрелки схематически показывают новые пути для электронной релаксации, которые становятся возможными при большом разбалансе между краевыми состояниями.

отрицательным (ближе к нулю) мы уменьшаем ядерную поляризацию по величине. Соответствующее изменение поля Оверхаузера увеличивает Зеемановское расщепление и, соответственно, расстояние между краевыми состояниями. Следовательно, в процессе релаксации электроны вынуждены перемещаться в пространстве на всё большие расстояния, что приводит к увеличению сопротивления, см. сплошную кривую на левой вставке в рис. 3.2.

При выдерживании системы при больших положительных или отрицательных токах и переключении к малым положительным ядерная поляризация всегда уменьшается по величине, приводя к увеличению сопротивления, как можно увидеть на правой вставке в рис. 3.2.

Наличие двух сильно различных времён релаксации в экспериментальных кривых может быть вызвано способом вброса спин-поляризованных электронов в область затворной щели в нашей экспериментальной геометрии (модельный расчёт похожей ситуации см. в работе [60]). Характерный временной масштаб для установления поля Оверхаузера в области затворной щели определяется протекающим током и диффузией ядерной поляризации из области затворной щели в силу взаимодействия ядерных спинов. Комбинация этих двух процессов должна быть ответственна за начало релаксационной кривой с характерным временем  $\tau_1 \sim 25$  с. Однако, диффузия ядерного спина имеет место на длинах, гораздо больших чем размер области взаимодействия и меньших, чем размер образца. Второй релаксационный процесс с характерным временем  $\tau_2$  порядка ядерного спин-решётчного релаксационного времени  $T_1$  таким образом должен быть приписан к установлению стабильной ядерной поляризации вне области затворной щели.

Происхождение максимумов в  $\tau(I)$  зависимостях остаётся всё же неясным. Тот факт, что оба времени имеют максимум одновременно является убедительным доказательством, что обнаруженное поведение не является артефактом. Максимумы хорошо воспроизводимы от охлаждения к охлаждению и от образца к образцу, и практически нечувствительны к параллельной компоненте магнитного поля.

Тут может быть существенным следующее замечание. Значительные величины  $\tau_1, \tau_2$  предполагают наличие сильной диффузии ядерного спина из области щели в затворе (иначе бы даже малый ток мгновенно поляризовал все спины в области взаимодействия краевых состояний, а релаксация на больших временах вообще бы не наблюдалась, обрезаясь не спин-решёткой, а диффузией). Однако, константа прямой диффузии ядерного спина известна для GaAs и очень мала [62]  $D \sim 1000 \text{ \AA}^2/\text{s}$ . Быстрая диффузия возможна только при наличии электронов [63, 64] (см. так же обзор [65]), при обмене ядерными спинами через рождение виртуальной электрон-дырочной пары в двумерном газе в результате флип-флоп процесса. Виртуальный характер пары снимает проблему сохранения энергии в флип-флоп процессе, а обмен ядерными спинами теперь происходит не на межатомном расстоянии, а на расстоянии порядка нескольких магнитных длин, что значительно увеличивает коэффициент диффузии (пропорциональный квадрату этого расстояния [63, 64]). Существование такой виртуальной пары разрешено внутри несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1, т.е. как раз там где образуется область динамически поляризованных ядер. Этот механизм представляется единственным кандидатом для того чтобы связать времена релаксации и разбаланс между краевыми состояниями.

Для остальных спин-расщеплённых факторов заполнения, из-за большего количества вовлечённых краевых состояний, процесс релаксации куда более сложный и провести количественный анализ времён релаксации затруднительно.

Осталось оценить относительный вклад процессов с переворотом спина, идущих через флип-флоп канал к общему количеству таких процессов. Считая период решётки в GaAs 0.56 nm с



двумя атомами на ячейку мы можем оценить полное количество ядер в области затворной щели как  $2 \times 3\mu\text{m} \times 20\text{nm} \times 100\text{nm} / (0.56\text{nm})^3 \sim 10^8$ . В стационарном режиме эта область полностью поляризована, так что количество поляризованных ядер  $N_{pol}$  порядка полного количества ядер. Тогда максимальная часть тока, связанная с флип-флоп процессами даётся величиной  $N_{pol}$  и первого времени релаксации  $I_N \sim eN_{pol}/\tau_1 \sim 10^{-13}$  А. Это означает, что при заданном токе между краевыми состояниями порядка 1 нА только один электрон на 10 000 переворачивает ядерный спин.

### 3.1 Основные выводы Главы 3

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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).

## Глава 4

# Реконструкция объёмного и краевого спектров в двуслойных электронных системах

В режиме квантового эффекта Холла объёмный и краевой спектры однозначно связаны между собой. Это приводит к целому классу явлений, связанных с перестройкой (реконструкцией) краевого спектра и появлением соответствующих особенностей в транспорте между краевыми состояниями, вызванными реконструкцией объёмного спектра. Например, управляя объёмным спектром образца можно создать топологические дефекты в структуре краевых состояний. В силу общности подхода, все результаты, полученные на двуслойных электронных системах, объединены в одну главу.

### 4.1 Реконструкция объёмного спектра в двуслойных системах

Мы начнём с описания экспериментальных результатов для объёмных свойств двойных электронных слоёв, которые, наряду с самостоятельным значением, активно использовались для исследования краевых эффектов.

#### 4.1.1 Литературный обзор и постановка задачи

При обсуждении свойств двухслойных систем, т.е. структур, состоящих из двух параллельных и близко (так, что становятся существенными процессы туннелирования) расположенных электронных слоёв, следует иметь в виду, что понятие индивидуального слоя корректно лишь в случае слабого туннелирования между слоями. В противном случае имеет смысл говорить только о подзонах со сложным распределением электронной плотности в двухслойной системе. Замечательные свойства таких систем в квантовых магнитных полях определяются не только соотношением между кулоновскими энергиями взаимодействия между слоями и внутри слоёв и симметрично-антисимметричным расщеплением уровней, вызванном туннелированием, но и отношением расстояния между центрами масс распределения электронной плотности в подзонах к эффективному боровскому радиусу [66]:

$$\eta = d/a_B = d/(\epsilon\hbar^2/mc^2). \quad (4.1)$$

Именно величина  $\eta$  определяет "мягкость" двухподзонной системы, т.е. чувствительность межподзонного расщепления к переносу заряда между подзонами. Двухподзонная система называется сбалансированной (или находящейся в балансе), когда распределение электронной плотности в подзонах представляет собой два симметричных максимума, соответствующих двум слоям. Поскольку в сбалансированной системе центры масс распределения электронной плотности в подзонах совпадают, такая система в смысле мягкости аналогична обычной двухподзонной системе с бесконечно малым  $\eta$ , например двухподзонной электронной системе в одиночном гетеропереходе. Наоборот, разбалансированная двухслойная электронная система с несимметричными распределениями электронной плотности обычно является мягкой в силу  $\eta \geq 1$ , так что её спектр крайне чувствителен к межподзонному переносу заряда.

С первых же работ большое внимание уделялось исследованию именно сбалансированных систем. В такой системе, в предположении непроницаемого туннельного барьера, режим целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) для каждого из слоёв в отдельности приводит к ЦКЭХ при чётных общих факторах заполнения, в силу же туннелирования возникает симметрично - антисимметричное расщепление, которое приводит к ЦКЭХ при нечётных общих факторах заполнения.

Несомненно, что в физике таких систем наибольшее внимание привлекают исследования многочастичных эффектов в квантующих магнитных полях. Так, было показано, что межслойные кулоновские корреляции ответственны за дробный квантовый эффект Холла при факторе заполнения  $\nu = 1/2$  [67, 68, 69, 70, 71], многочастичное холловское плато при  $\nu = 1$  [72, 73], насыщение при понижении температуры эффекта увлечения электронов, вызванного межслойным обменом фононами [74, 75]. Кроме того, было показано что межслойные кулоновские корреляции разрушают симметрично-антисимметричное расщепление в сильных магнитных полях [76, 77, 78, 79, 80].

Тем не менее, одночастичные свойства мягких двухслойных электронных систем, которые могут быть описаны без привлечения обменных и корреляционных эффектов, не менее интересны. Случай несбалансированной электронной системы с сильно несимметричным распределением электронной плотности был рассмотрен в работе [81]. При сравнительно больших факторах заполнения авторы [81] наблюдали особенности на веере Ландау такой системы и объяснили их в терминах переноса заряда между слоями/подзонами, без привлечения обменных и корреляционных эффектов.

Вообще, процесс межслойного/межподзонного переноса заряда достаточно интересен для исследований. Кроме того, что такой процесс ответственен за эффекты уже упоминавшейся работы [81], в нём же, как показано в [82], проявляются электронные корреляции между слоями. Процессом межподзонного переноса заряда сопровождается и образование состояний с нарушенной симметрией в режиме дробного квантового эффекта Холла, что было обнаружено в экспериментах с широкой квантовой ямой [83].

Исследование процессов межподзонного переноса заряда в мягкой двухслойной системе является одной из целей данной работы.

### **Фазовые переходы в двухслойной системе.**

Отдельным и чрезвычайно интересным объектом для исследований является изучение фазовых переходов в двухслойной/двухподзонной системе. Можно ожидать, что двухслойная система с симметричным распределением электронной плотности в нормальном к поверхности магнитном

поле при факторе заполнения  $\nu = 2$  может находиться в различных основных состояниях. В простейшей одночастичной картине ситуация выглядит следующим образом: объёмный спектр двуслойной электронной системы в квантующих магнитных полях представляет собой лестницу уровней Ландау, причём каждый уровень дополнительно расщеплён на четыре подуровня спиновым  $\Delta_s$  и симметрично-антисимметричным  $\Delta_{SAS}$  расщеплением. В простейшем случае слабого кулоновского межслоевого взаимодействия именно конкуренция между  $\Delta_s$  и  $\Delta_{SAS}$  определяет объёмные свойства двуслойных систем при общем факторе заполнения в объёме  $\nu = 2$ . При этом,  $\Delta_{SAS}$  зависит только от электронной концентрации и, при фиксированном  $\nu = 2$ , уменьшается с увеличением нормальной компоненты магнитного поля. Наоборот, Зеемановское расщепление  $\Delta_s$  зависит вообще говоря от полного поля и растёт с увеличением магнитного поля.

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. Энергия возбуждения (рассояние от самого верхнего заполненного до самого нижнего пустого уровней) определяется уже симметрично-антисимметричным расщеплением и равна  $\Delta_{SAS} - g\mu B$ . Эта энергия стремится к нулю при увеличении магнитного поля и зануляется при  $\Delta_{SAS} - g\mu B = 0$ . В этой точке происходит перестройка спектра: в больших полях  $\Delta_{SAS}$  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, в силу зависимости  $\Delta_s$  от полного поля.

На образцах, где эффекты межслоевого кулоновского взаимодействия несут существенны, такой переход действительно наблюдается [85] при критическом значении магнитного поля  $B_c = \Delta_{SAS}/g\mu$ . Однако, в экспериментах на системах со значительным межслоевым взаимодействием [84, 23] (т.е. когда расстояние между слоями сравнимо с магнитной длиной) точка перехода сдвинута в более слабые магнитные поля. Было показано теоретически [24, 86, 87], что взаимодействие сдвигает переход к полю, определяемому соотношением  $\mu g B_c \approx \frac{\Delta_{SAS}^2}{E_c}$ , где  $E_c$  - кулоновская энергия, при этом переход в точке  $B_c$  идёт 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, 86, 87]. Такой фазовый переход был экспериментально исследован [23, 84] для объёмного спектра и результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками [24, 86, 87].

#### 4.1.2 Структура широкой квантовой ямы с узким туннельным барьером в центре

Образцы для исследования эффектов туннелирования между 2-мя электронными слоями были выращены в виде широкой квантовой ямы с узким туннельным барьером посередине.

Активные слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x$  менялся от 0 до 0.3) сформировали параболическую яму шириной 76 нм. В центре ямы выращен барьер из 3 монослоёв  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , который и являлся туннельным барьером для электронов в двух частях ямы, разделяя электронную систему в яме на два туннельно связанных слоя (подзоны). Яма была симметрично легирована кремнием (концентрация легирующей примеси  $N_d = 10^{18}\text{см}^{-3}$ ), причём легированные области имели толщину

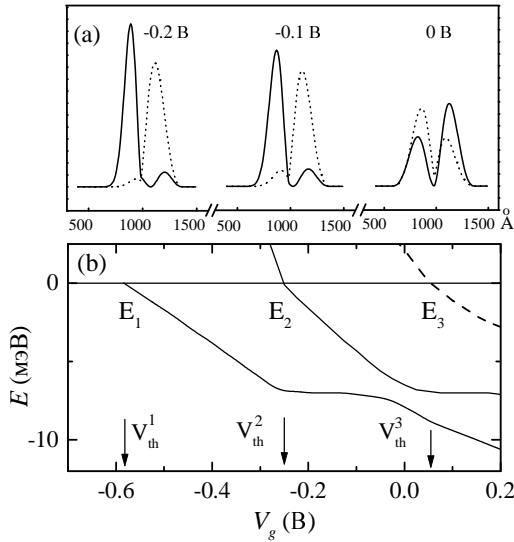


Рис. 4.1: Распределение электронной плотности для двух нижних зон в квантовой яме при  $B = 0$  (a), и позиции доньев зон (b) в зависимости от затворного напряжения. Точечная и сплошная линии в случае (a) относятся к  $E_1$  и  $E_2$ , соответственно.

20 нм и располагались на расстоянии 20 нм от ямы. Расстояние до поверхности кристалла от края ямы 64 нм.

Все приведённые в данном разделе экспериментальные результаты получены методом емкостной спектроскопии, путём измерения ёмкости между металлическим затвором на поверхности кристалла и омическим контактом на краю образца (одновременно к обоим электронным слоям). Так же, постоянное затворное напряжение позволяло управлять электронной концентрацией в яме (от  $4.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при нулевом затворном напряжении до нуля). Как уже указывалось при описании методики, метод магнетоёмкостной спектроскопии нечувствителен к реальной форме затвора образца. Это было проверено на различных образцах, в частности, на образцах в геометрии квази-Корбино: до проведения транспортных измерений на краю всегда снимался веер Ландау, отражающий, как будет показано ниже, специфику реконструкции объёмного спектра таких систем.

Зонная структура описанного образца в отсутствие магнитного поля известна из данных по спектроскопии в дальнем инфракрасном диапазоне и магнетотранспортным измерениям, полученных на образцах из той же шайбы [88, 89]. Она совпадает с результатом самосогласованного расчёта энергетических уровней в приближении Хартри (рис. 4.1). В этом расчёте предполагается, что электроны всех подзон имеют один и тот же электрохимический потенциал, соответствующий нулю на шкале энергии рис. 4.1(b), и самосогласованно решаются уравнения Пуассона и Шредингера для заданной ростовой структуры образца. Согласно расчёту (и в соответствии с экспериментальными результатами, изложенными в разделе 4.1.3), только одна подзона заполнена электронами при  $V_{th}^1 < V_g < V_{th}^2$ , две подзоны заполнены при  $V_{th}^2 < V_g < V_{th}^3$ , и три заполнены выше  $V_g = V_{th}^3$ . Разность энергий между доньями подзон при нулевом затворном напряжении есть симметрично-антисимметричное расщепление  $\Delta_{SAS} = 1.3$  мэВ. На рис. 4.1(a) показаны профили электронной плотности для двух нижних энергетических зон в квантовой яме при трёх различных затворных напряжениях. Вблизи баланса (напряжение 0 В) волновая функция каждой из

подзон имеет два максимума, расположенных, соответственно, в двух частях ямы. При уменьшении затворного напряжения (соответственно при  $-0.1$  В и  $-0.2$  В) один из максимумов растёт, а другой падает, так что электроны из разных подзон оказываются в основном сосредоточенными в разных частях ямы. Тем не менее, для обеих подзон, даже вдали от точки баланса, волновые функции не локализованы полностью в какой-либо части квантовой ямы.

Были также исследованы образцы с более высоким и в то же время более узким туннельным барьером из 2-х монослоёв AlAs, смещенным из центра ямы на  $1/6$  её ширины в обе стороны от центра (для разных образцов). Сдвиг туннельного барьера позволяет перераспределить концентрации электронов в подзонах при нулевом затворном напряжении, а изменение высоты и ширины барьера - провести исследования при близком, но отличающемся значении  $\Delta_{SAS} = 1$  мэВ. Кроме того, у этих образцов расстояние между ямой и затвором было увеличено на 110 нм слоем  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Таким образом, эксперименты по изучению спектров двойных электронных слоёв были проведены на двух сериях образцов с различной ростовой структурой, которые, тем не менее, обеспечивали близость основных физических параметров этих систем - симметрично-антисимметричного расщепления и расстояния между слоями. Результаты, полученные на этих образцах качественно одинаковы, что подтверждает надёжность полученных данных.

### 4.1.3 Спектр в нормальном магнитное поле

В данном случае имеет смысл сначала рассмотреть и обсудить эффекты в нормальном к плоскости образца магнитном поле, и лишь потом добавить компоненту магнитного поля в плоскости двумерной системы.

#### Экспериментальные результаты

Для ёмкостных измерений к затвору прикладывалось переменное напряжение амплитудой  $V_{ac} = 2.4$  мВ и частотой  $f$  от 3 до 600 Гц. Измерения были проведены в температурном интервале от 30 мК до 4.2 К в магнитных полях до 16 Т.

Зависимости действительной и мнимой компонент тока от затворного напряжения в магнитном поле 2.5 Т при различных температурах представлены на рис. 4.2. При  $V_{th}^1 < V_g < V_{th}^2$  только одна подзона, находящаяся в дальней относительно затвора части ямы, заполнена электронами. При запирающем напряжении  $V_{th}^2$  вторая подзона, в ближней к затвору части ямы, начинает принимать электроны, что проявляется в скачке ёмкости. Положения минимумов проводимости системы отмечены на рисунке вертикальными пунктирными линиями, сплошные линии отмечают положения минимумов в термодинамической плотности состояний второй подзоны. Как видно из рис. 4.2, минимумы в ёмкости, связанные с  $\sigma_{xx}$ , сильно зависят от температуры, в то время как температурная зависимость ёмкости между глубокими минимумами невелика. При наличии электронов в обеих подзонах минимумы этих двух типов сосуществуют а при близком расположении переигрываются при изменении температуры в силу очень разной температурной зависимости. Этим и определяется наличие двух вееров Ландау в координатах  $(B, V_g)$  для несбалансированной двухслойной системы.

Веерная диаграмма уровней Ландау для исследованного образца представлена на рис. 4.3. Веера, соответствующие отдельным электронным подзонам показаны пунктирной и штрих-пунктирной линиями. Эти веера определяются минимумами в термодинамической плотности состояний во

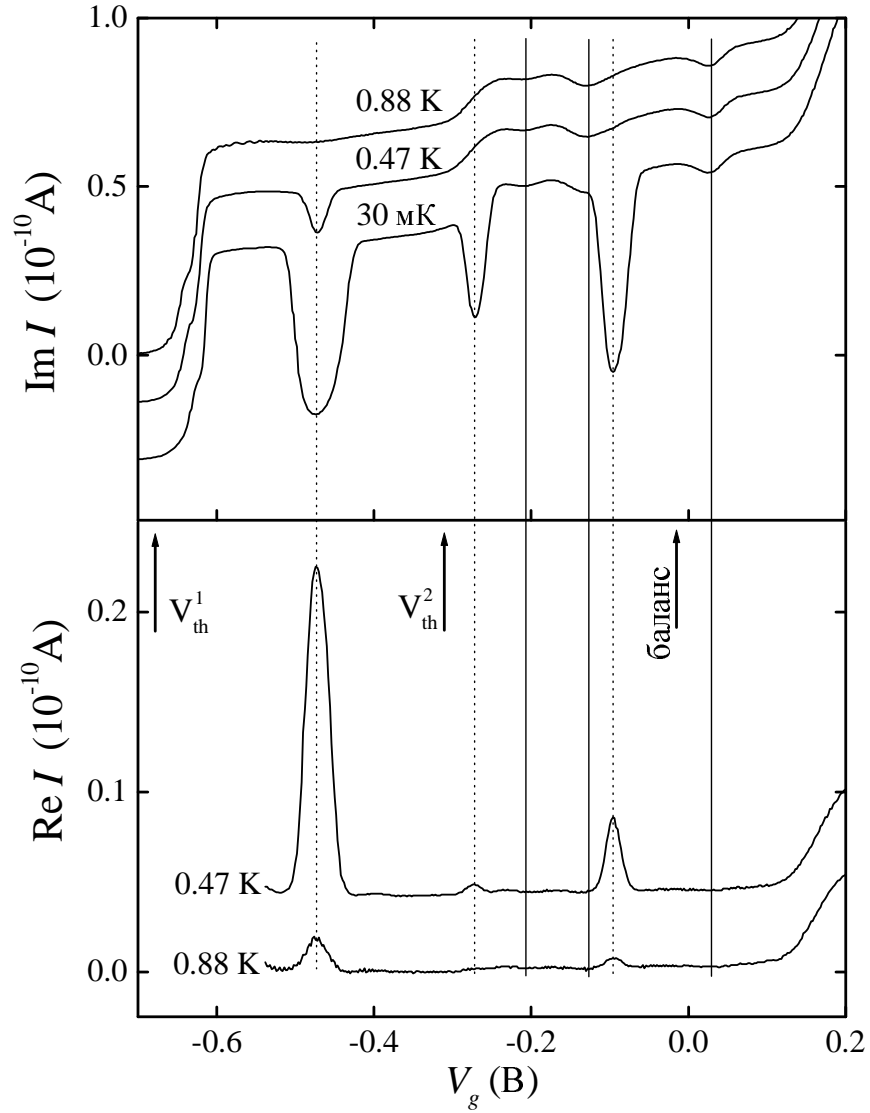


Рис. 4.2: Зависимость действительной и мнимой компонент тока от затворного напряжения на частоте  $f = 300$  Hz при различных температурах в магнитном поле 2.5 Т. Линии, соответствующие 30 mK и 0.47 K сдвинуты относительно 0.88 K для наглядности. Вертикальные сплошные (пунктирные) линии отмечают положения минимумов в плотности состояний во второй подзоне (в проводимости системы). Положения запирающих напряжений подзон и точки баланса определены из веера Ландау на рис. 4.3.

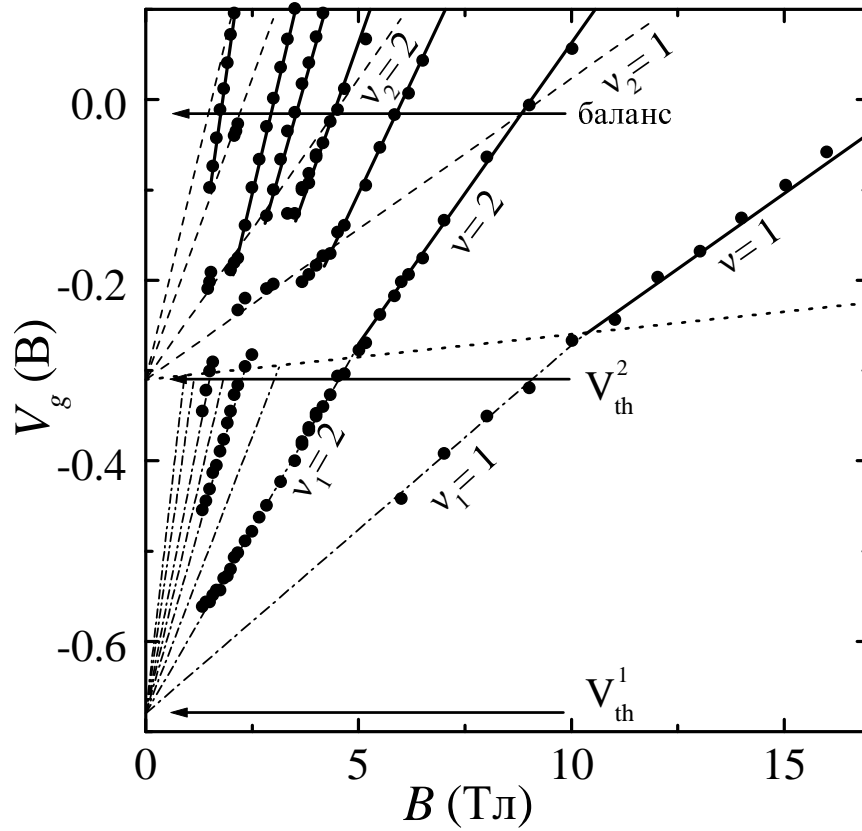


Рис. 4.3: Веерная диаграмма уровней Ландау, полученная из минимумов в плотности состояний во второй электронной подзоне при  $\nu_2 = 1, 2, 4, 6$  (пунктир), проводимости первой подзоны при  $\nu_1 = 1, 2, 4, 6$  (штрих-пунктир), и проводимости двухслойной системы при  $\nu = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10$  (сплошные линии). Изменение наклона линий веера происходит выше запирающего напряжения  $V_{th}^2$ , отмеченного точечной линией.



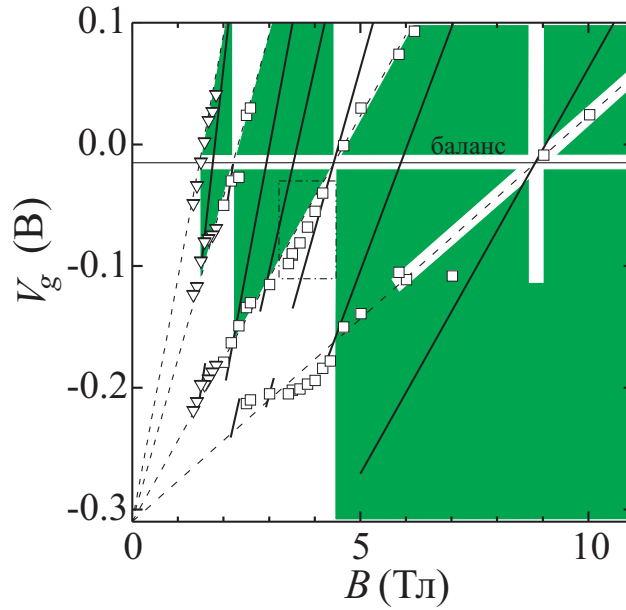


Рис. 4.4: Часть веерной диаграммы рисунка 4.3, включающая экспериментальные точки для минимумов в плотности состояний второй подзоны. Разными символами показаны данные, полученные в разных температурных пределах (см. текст). В закрашенных областях возможна реконструкция электронных подзон.

второй подзоне при целочисленных факторах заполнения  $\nu_2$  (на данном рисунке экспериментальные точки этого веера не показаны в целях упрощения рисунка) и в проводимости первой подзоны при целых  $\nu_1$ . Наклоны (более точно – тангенсы углов наклона) линий обратно пропорциональны значениям ёмкости до и после изломов линий при  $V_g = V_{th}^2$  (рис. 4.2). Минимумы в проводимости двухслойной системы при целочисленных общих факторах заполнения  $\nu$  соответствуют щелям в спектре двухслойной системы и формируют третий, "двухподзонный" веер Ландау, показанный сплошными линиями на рис. 4.3. Линии этого веера параллельны линиям веера для второй подзоны, поскольку при изменении затворного напряжения  $V_g$  электронная плотность меняется лишь в ближней к затвору части ямы. Разрывы линий двухподзонного веера при  $\nu > 2$  означают исчезновение общих щелей в спектре двухподзонной системы, что и является предметом исследования данной части работы. Как видно из рис. 4.3, линии вееров для двух подзон и для первой подзоны для каждого  $\nu = \nu_1$  пересекают друг друга при  $V_g > V_{th}^2$  вблизи прямой, обозначенной на рисунке точками. Для описания этих линий в дальнейшем будет использоваться общий фактор заполнения  $\nu$  поскольку  $\nu_1$  при  $V_g < V_{th}^2$  также определяется полной электронной плотностью  $N_s$  в квантовой яме.

Часть веерной диаграммы, на которой показаны экспериментальные точки для минимумов в термодинамической плотности состояний во второй подзоне показана в увеличенном масштабе на рис. 4.4. Для получения этих точек в слабых магнитных полях измерения проводились при минимальной температуре (для получения более выраженных минимумов в ёмкости), в то время как в сильных полях было необходимо использовать температуры порядка 1 К для подавления минимумов в проводимости двухслойной системы. Эти разные температурные пределы показаны при помощи различных символов на рисунке. То, что отклонения экспериментальных точек от пунктирных линий малы, показывает, что межслойный/межподзонный перенос заряда мал и

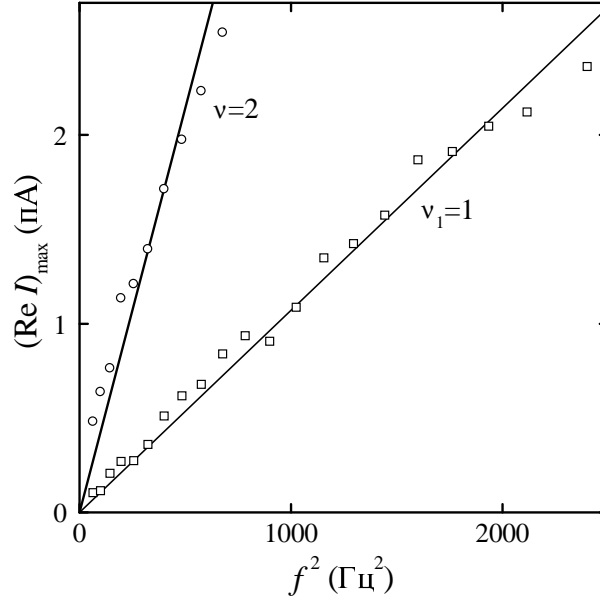


Рис. 4.5: Частотная зависимость пиков в активной компоненте тока при  $B = 8$  Т и  $T = 0.62$  К.

наша несбалансированная двухслойная система является мягкой.

Энергия активации для щелей при целочисленных факторах заполнения получена из температурной зависимости пиков в активной части тока. Было проверено, что на достаточно малых частотах амплитуда пика является квадратичной функцией частоты, как показано на рис. 4.5. Как уже упоминалось, наклоны прямых линий на этом рисунке должны быть обратно пропорциональны проводимости  $\sigma_{xx}$ , что и позволяет определить энергию активации из температурной зависимости амплитуд пиков.

Типичное поведение энергии активации  $E_a$  при изменении магнитного поля для фактора заполнения  $\nu > 2$  показано на рис. 4.6 в случае  $\nu = 4$ . Энергия активации имеет максимумы в точка начала заполнения второй подзоны  $V_{th}^2$  и в точке баланса. Между этими точками  $E_a$  зануляется в интервале полей от 2.6 до 3.4 Т, за исключением малой окрестности поля  $B = 3$  Т, где величина  $E_a$  неизмеримо мала, но конечна. Последнее утверждение следует из наличия ненулевой активной компоненты тока в точке пересечения линий вееров, соответствующих  $\nu = 4, \nu_2 = 1$  (ср. рисунки 4.3,4.6). Разрывы линий двухподзонного веера Ландау как раз происходят между точками пересечения вееров (рис. 4.3) и соответствуют интервалам поля  $B$  (или затворного напряжения  $V_g$ ) в которых энергия активации зануляется (рис. 4.6).

В противоположность этому, при факторах заполнения  $\nu = 1, 2$  энергия активации в двухслойной системе не зануляется никогда (рис. 4.7,4.8). Для обоих этих факторов заполнения энергия активации максимальна вблизи  $V_g = V_{th}^2$  и монотонно спадает с магнитным полем вплоть до точки баланса. Стоит отметить, что эти максимумы в энергии активации совпадают с точками пересечения линий двухподзонного веера и веера первой подзоны, как описано выше (рис. 4.3).

### Качественный анализ данных

В соответствии с описанным выше расчётом зонной структуры образца, для нашей системы симметрично-асимметричное расщепление в точке баланса (которая достигается при нулевом

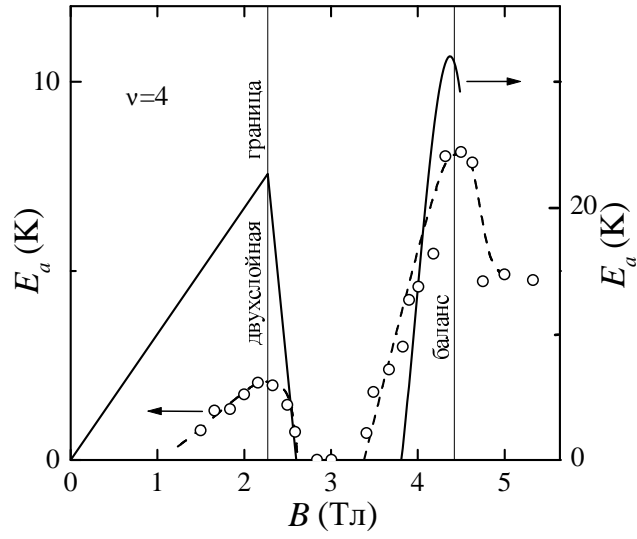


Рис. 4.6: Экспериментальная (точки) и вычисленная (сплошная линия) зависимости энергии активации от магнитного поля для фактора заполнения  $\nu = 4$ . Пунктирная линия проведена для наглядности.

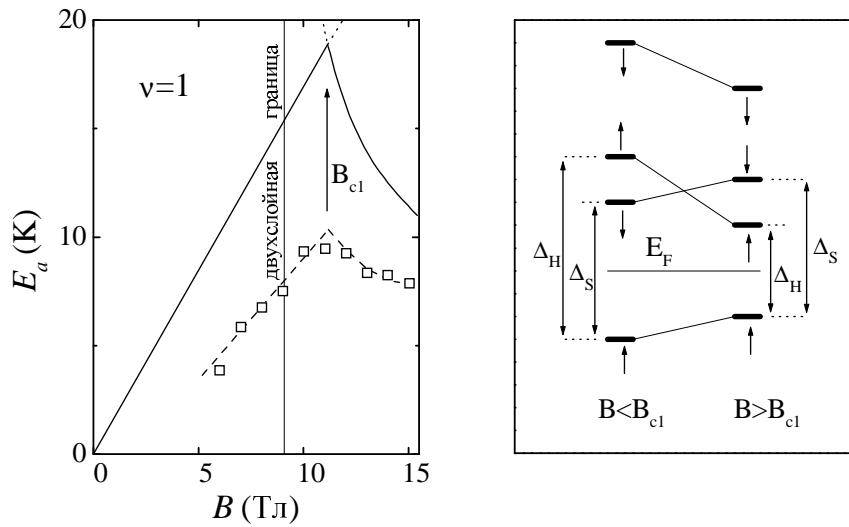


Рис. 4.7: Энергия активации как функция магнитного поля при  $\nu = 1$ : экспериментальные точки (квадраты) и расчёт (сплошная линия). Пунктир проведён для наглядности. Также приведен рисунок двухслойного спектра ниже и выше поля  $B_{c1}$ , соответствующего максимуму в энергии активации.

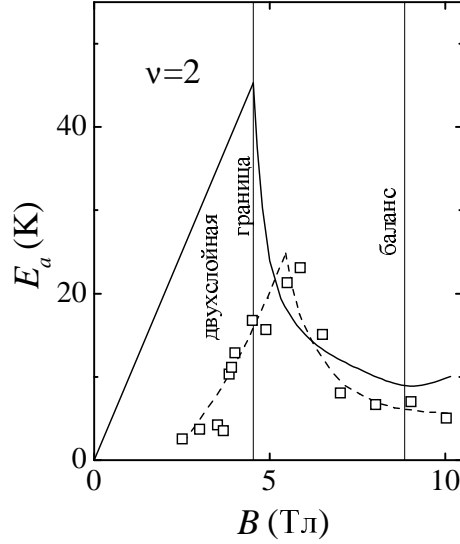


Рис. 4.8: Сравнение экспериментальной (квадраты) и теоретической зависимостей (сплошная линия) энергии активации от магнитного поля для фактора заполнения  $\nu = 2$ . Пунктир проведён для наглядности.

затворном напряжении) есть  $\Delta_{SAS} = 1.3 \text{ meV}$ . При уменьшении  $V_g$  разница энергий первой и второй подзон увеличивается, достигая величины  $6.7 \text{ meV}$  в точке начала заполнения второй подзоны.

Для системы вне баланса, наиболее очевидным последствием включения магнитного поля является межподзонный/межслойный перенос заряда  $n_s$ , уменьшающий энергию системы, что сопровождается относительным сдвигом лестниц уровней Ландау подзон на величину

$$\Delta \approx 4\pi e^2 n_s d / \epsilon. \quad (4.2)$$

Характеристика мягкости системы,  $\eta$ , определяется отношением сдвига одной из лестниц  $\Delta/2$ , вызванного переносом всех электронов с уровня Ландау, к циклотронной энергии. Такая формулировка определения мягкости системы соответствует ранее данной выражением (4.1).

Рассмотрим две лестницы уровней Ландау, относящихся к двум подзонам. Каждая из них соответствует своему, "одноподзонному" вееру Ландау на диаграмме рис. 4.3, происхождение же общего, "двухподзонного" веера можно пояснить следующим образом.

При фиксированном целочисленном факторе заполнения  $\nu$  уровень Ферми системы  $E_F$  может либо совпадать с двумя квантовыми уровнями обеих подзон (быть приколот к ним, запиннигован), либо лежать в общей щели спектра двухслойной системы. Действительно, поскольку целочисленный общий фактор заполнения является суммой факторов заполнения  $\nu_1$  и  $\nu_2$  отдельных подзон, то либо они оба целочисленные, что и означает нахождение уровня электрохимического потенциала в общей щели и имеет место вблизи точек пересечения линий вееров, либо оба дробные, что соответствует прикалыванию уровня Ферми к квантовым уровням подзон между точками пересечения вееров и схлопыванию общей щели. Очевидно, что описанный пиннинг уровня Ферми возможен лишь до тех пор, пока перенос заряда между подзонами способен удерживать их на уровне Ферми, и, поскольку максимально возможно перенести *все* электроны с данного уров-

ня Ландау, то размер области (по затворному напряжению или магнитному полю), в которой общая щель отсутствует, пропорционален  $\eta$ . Следовательно, в обычной двухподзонной системе (типа одиночного гетероперехода) с практически нулевым параметром мягкости  $\eta$  области пиннинга вырождаются в точки и, наоборот, в мягкой двухподзонной системе с  $\eta \geq 1$  эти области растягиваются вплоть до точек пересечения веев.

Описанная выше картина поведения мягкой двухподзонной системы находится в соответствии с полученными в эксперименте данными при факторах заполнения  $\nu > 2$ , причём параметр  $\eta$  достигает величины 2.5, см. рис. 4.3. Тем не менее, этот подход к описанию экспериментальных данных даже качественно неверен при факторах заполнения  $\nu = 1, 2$ , где общая щель не схлопывается никогда (рис. 4.3).

## Модельный расчёт

Модельный расчёт, подтверждающий вышеприведённый качественный анализ, был нами проделан в работе [42].

Результат расчёта общей щели при факторе заполнения  $\nu = 4$  по вышеописанному алгоритму показан на рис. 4.6. Для простоты не учитывалось спиновое расщепление. Несмотря на то, что качественное согласие с экспериментальными результатами очень хорошее, расчётные величины энергии активации сильно отличаются от экспериментально полученных. Вероятно, причиной этого является наличие беспорядка (флуктуаций потенциала) в двухслойной системе, что приводит к конечной ширине квантовых уровней. Такое уширение не учитывалось при проведении модельного расчёта.

Отметим, что если ферми-уровень лежит в общей щели, межслойный/межподзонный перенос заряда определяет отклонение экспериментальных точек веев второй подзоны от прямых линий (в качестве примера см. обозначенную прямоугольником область на рис. 4.4). Тот факт, что эти отклонения малы, исключает возможность всем электронам собраться в одной части ямы (так называемые состояния с нарушенной симметрией, обнаруженные в работе [82]).

Вышеизложенный расчёт довольно очевиден и аналогичен численным вычислениям, приведённым во многих публикациях, например, в работе [81], где схлопывание и открытие общей щели было названо "конкуренция между одно- и двухслойным поведением системы". В системе вне баланса волновые функции подзон перестают быть хорошими волновыми функциями нулевого приближения для задачи с возмущением. Смешивание же состояний эквивалентно *межподзону*, но не *межслойному* переносу заряда в магнитном поле и приводит к появлению новых, перестроенных, подзон аналогично образованию подзон в нулевом поле в балансе. В результате появляется новая, гибридная, щель которая не исчезает при целых факторах заполнения в закрашенной области рис. 4.4. Эта щель названа гибридной, чтобы подчеркнуть её связь с перестройкой волновых функций в  $z$ -направлении, вызванной магнитным полем.

Расчёт гибридной щели был проведён для случая бесспиновых электронов при факторе заполнения  $\nu = 1$  в работе [42], хотя сама процедура справедлива для любого фактора заполнения в закрашенной области рис. 4.4. По сравнению с поведением общей щели для двух подзон, новая гибридная щель  $\Delta_H = E_2^H - E_1^H < E_2 - E_1$  никогда не обращается в ноль, поскольку определяемая ей разность в энергиях между подзонами в минимуме равна симметрично-антисимметричному расщеплению  $\Delta_{SAS}$ . Таким образом, описанная в [42] перестройка волновых функций подзон в  $z$ -направлении обобщает случай симметричного распределения электронной плотности, приводя-

щего к образованию  $\Delta_{SAS}$ .

### Учёт спина и заключительные замечания

Введём в описанную модель спиновое расщепление. Поскольку при измерениях энергии активации экспериментально измеряется энергия возбуждений с  $k = \infty$ , а обменное увеличение  $g$ -фактора и описывает возбуждения с  $k \gg 1/l$ , гибридную щель  $\Delta_H$  надо сравнивать именно с обменно-увеличенным спиновым расщеплением  $\Delta_S$ . При этом можно ожидать, что эти величины имеют один порядок и энергетический спектр будет определяться их конкуренцией. (Тут следует отметить, что введение в простую одночастичную модель обменно-увеличенного спинового расщепления является попыткой учесть многочастичные эффекты, которые и ответственны за увеличение  $g$ -фактора. Такой подход не всегда оправдан, в частности, когда ожидается смена основного состояния системы. В этих случаях необходимо использовать последовательную многочастичную теорию)

В простейшем случае фактора заполнения  $\nu = 1$ , оценка спиновой щели при значении обменно-увеличенного  $g$ -фактора 5-7 (см. [18, 17]) даёт величину, большую чем гибридное расщепление во всём использованном интервале полей, кроме области начала заполнения второй подзоны. Это позволяет утверждать, что именно гибридное, наименьшее в системе, расщепление проявляется при измерениях энергии активации.

Схематически поведение энергетического спектра при факторе заполнения  $\nu = 1$  показано на рис. 4.7. В сильных магнитных полях гибридное расщепление меньше спинового, и экспериментально измеряется именно гибридная щель. При уменьшении поля спиновая щель падает, а гибридная - растёт, и в точке  $B = B_{c1}$  они сравниваются. При этом происходит перестройка спектра: минимальным теперь оказывается спиновое расщепление с линейной зависимостью от магнитного поля, что и измеряется экспериментально. Естественно, что в полях ниже начала заполнения второй подзоны спектр является обычным спектром двумерного электронного газа со спиновой щелью на факторе заполнения  $\nu = 1$ . Таким образом, ожидаемая зависимость энергии активации должна иметь максимум в поле  $B_{c1}$ , большем поля начала заполнения второй подзоны, что находится в соответствии с экспериментом (см. рисунки 4.7,4.3), хотя реальное значение эффективного  $g$ -фактора может быть и менее использованного в силу влияния беспорядка.

Для фактора заполнения  $\nu = 2$  ситуация сложнее, поскольку теперь, при двух заполненных уровнях, щель определяется разностью спинового и гибридного расщеплений. Можно определённо утверждать, что вблизи поля, соответствующего началу заполнения второй подзоны гибридная щель превышает обменно-увеличенную спиновую. В дальнейшем, при изменении магнитного поля, от начала заполнения второй подзоны к точке баланса гибридная щель падает, а спиновая - растёт. Можно было бы представить ситуацию, в которой существует поле, где их величины сравниваются. В этом поле должно было бы произойти, в простой одночастичной картине, схлопывание общей щели и переход системы из спиново неполяризованного состояния, в каковом она находится в слабых полях, в спиново поляризованное. Точнее, в точке перехода должны стать существенными многочастичные эффекты которые нельзя учесть простым введением обменно-увеличенного  $g$ -фактора. (И изменение основного состояния, и обменно увеличенный  $g$ -фактор вызываются электрон-электронным взаимодействием. Тем не менее, эти эффекты довольно различны, поскольку первый соответствует  $k = 0$ , а второй описывает возбуждения с  $k \gg 1/l$ .) Последовательная многочастичная теория, как описано в обзоре литературы, указывает на воз-

возможное образование новых фаз вблизи точки перехода. В любом случае, можно ожидать особенностей в поведении энергии активации в этой точке. Из полученных экспериментальных результатов видно, что для изученной двухслойной системы такое поведение не имеет места (рис. 4.8), т.е. во всём интервале магнитных полей до точки баланса гибридная щель превышает спиновую и измеряемая энергия активации соответствует их разности.

Таким образом, в изученной двухслойной системе при факторах заполнения  $\nu = 1, 2$  щель в спектре возбуждений имеет гибридное происхождение. Для нечётных факторов заполнения  $\nu > 1$  вблизи баланса это, очевидно, не так: в полях, где эти факторы заполнения достигают баланса спиновая щель меньше гибридной и поэтому именно спиновое расщепление определяет поведение системы.

Несмотря на хорошую применимость к описанию экспериментальных результатов, изложенный подход не позволяет удовлетворительно объяснить наличие точек, соответствующих  $\nu_2 = 1$  в области перестройки волновых функций (закрашенная часть рис. 4.4). В принципе, можно было бы ожидать особенностей в поведении системы вблизи линий веера, соответствующих нечётным  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , поскольку межподзонный перенос заряда невозможен при  $E_2 - E_1 < \Delta_S$ . Это неравенство определяет области, где подзоны должны быть неперестроенными (см. белые полосы рис. 4.4, включая область баланса). В действительности, однако, в силу гибридного происхождения щели при факторе заполнения  $\nu = 2$  (ср. рис. 4.4, 4.8), это неравенство никогда не выполняется в изученной системе. Это противоречие неразрешимо в рамках изложенной простой модели и требует привлечения многочастичных эффектов.

#### 4.1.4 Реконструкция спектра в наклонном магнитном поле

В данной части работы описаны результаты измерений при наличии компоненты магнитного поля в плоскости двуслойной системы. В этом случае можно было бы ожидать появления у системы новых физических свойств, в частности, поскольку в зеемановское расщепление входит полное поле  $B$ , а щель при  $\nu = 2$  определяется в основном его нормальной компонентой, наклон поля мог бы позволить провести измерения при больших значениях отношения  $\Delta_S/\Delta_H$ , чем в нормальном поле.

Полученные результаты удобно рассматривать, разбив на две группы - отдельно для фактора заполнения  $\nu = 2$  и отдельно для  $\nu > 2$ . Причина такого разбиения в том, что результаты, полученные для факторов заполнения  $\nu > 2$  довольно хорошо описываются одночастичной моделью, развитой в предыдущем разделе и модифицированной на случай наклонного поля, в то время как при факторе заполнения  $\nu = 2$  необходимо привлекать многочастичные эффекты.

##### Случай $\nu > 2$

Положения минимумов в  $\sigma_{xx}$  для факторов заполнения  $\nu = 2, 3$  и  $4$  показаны на веерной диаграмме рис. 4.9 в координатах  $(B_{\perp}, V_g)$  в нормальном и наклонном магнитных полях, метод построения такой диаграммы подробно описан в разделе 4.1.3. При затворных напряжениях  $V_{th1} < V_g < V_{th2}$  электронами заполнена только одна подзона в яме, со стороны подложки. При затворных напряжениях выше  $V_{th2}$  начинает заполняться электронами вторая подзона в ближней к затвору части ямы и минимум в  $\sigma_{xx}$  при целых факторах заполнения  $\nu$  соответствует щели в спектре двухслойной электронной системы. Положения минимумов в мнимой компоненте тока, связанных с термодинамической плотностью состояний в верхней подзоне показаны на рис. 4.9 пунктиром.

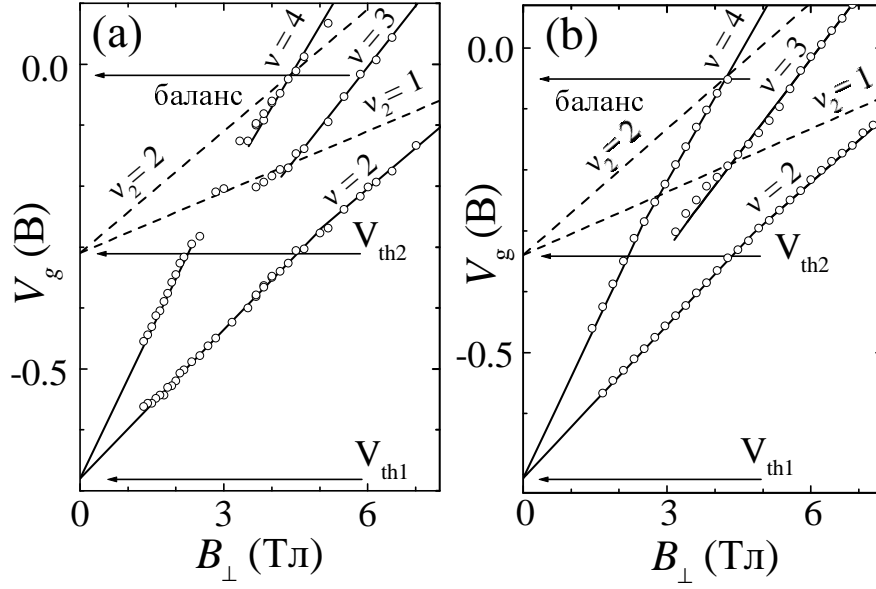


Рис. 4.9: Положения минимумов в  $\sigma_{xx}$  при температуре 30 мК для различных углов наклона: (а)  $\Theta = 0^\circ$ , (б)  $\Theta = 30^\circ$ . Пунктир соответствует минимумам в термодинамической плотности состояний для второй электронной подзоны, экспериментальные точки не показаны в целях упрощения рисунка.

В нормальном магнитном поле широкие разрывы линии веера при  $\nu = 4$  и обрыв линии  $\nu = 3$  указывают на отсутствие минимума в  $\sigma_{xx}$  (рис. 4.9а). Как подробно описано в разделе 4.1.3, это происходит из-за прикалывания (пиннинга) уровней Ландау к уровню Ферми.

Из рис. 4.9 (б) видно, что основным результатом включения параллельной компоненты магнитного поля является образование минимумов в  $\sigma_{xx}$  при целых факторах заполнения  $\nu > 2$ , в частности при  $\nu = 3$  и  $4$ , см. рис. 4.9 (б). Это означает что параллельное магнитное поле подавляет эффект прикалывания, приводя к открытию щели на уровне Ферми в двухслойной электронной системе.

На рисунке 4.10 показано поведение энергии активации  $E_a$  вдоль линий соответствующих факторам заполнения  $\nu = 3$  и  $4$  на рис. 4.9 для различных углов наклона магнитного поля  $\Theta$ . Как видно из рис. 4.10а, для фактора заполнения  $\nu = 4$ , в нормальном поле величина  $E_a$  имеет максимумы в точке баланса и в точке начала заполнения второй подзоны. Между ними энергия активации зануляется, что соответствует исчезновению минимума в  $\sigma_{xx}$  в области магнитных полей между 2.6 и 3.4 Т; вблизи точки  $B = 3$  Т, энергия активации  $E_a$  неизмеримо мала, но конечна, что можно заключить из наличия минимума в  $\sigma_{xx}$  в точке пересечения линий факторов заполнения  $\nu = 4$  и  $\nu_2 = 1$  (рис. 4.9а). В противоположность этому, в наклонных магнитных полях энергия активации при  $\nu = 4$  никогда не стремится к нулю, формируя вместо этого плато (рис. 4.10 (а)).

Для фактора заполнения  $\nu = 3$  эффекты параллельного поля в основном аналогичны случаю  $\nu = 4$  с одним существенным отличием: вблизи точки баланса энергия активации в наклонном магнитном поле имеет минимум, который углубляется с увеличением угла наклона, рис. 4.10 (б). Этот минимум, вероятно, многочастичного происхождения: в одночастичной картине зануление энергии активации при факторе заполнения  $\nu = 3$  вообще невозможно (поскольку нет качествен-



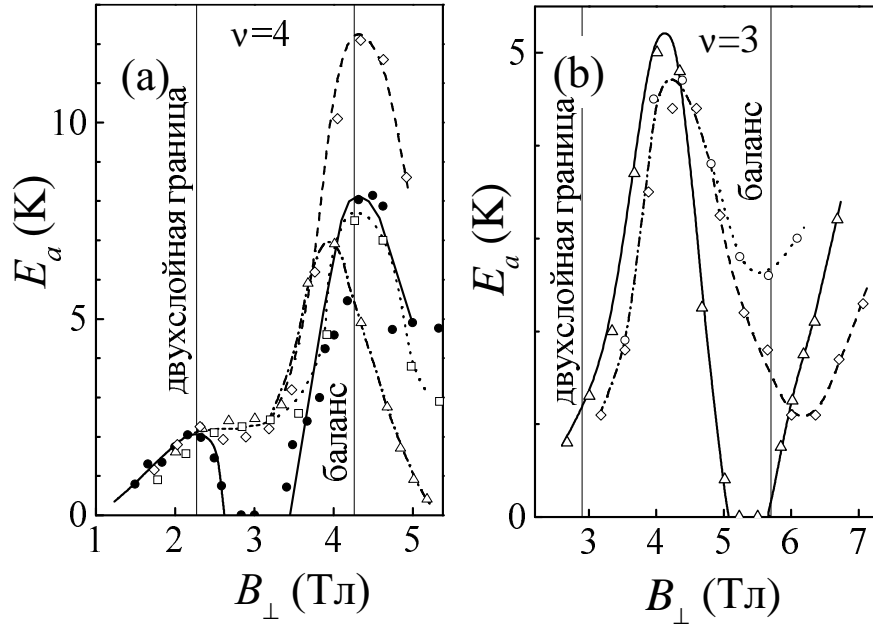


Рис. 4.10: Зависимость энергии активации от магнитного поля для (a)  $\nu = 4$  при  $\Theta = 0^\circ$  (точки),  $\Theta = 30^\circ$  (ромбы),  $\Theta = 45^\circ$  (квадраты),  $\Theta = 60^\circ$  (треугольники); и (b)  $\nu = 3$  при  $\Theta = 30^\circ$  (круги),  $\Theta = 45^\circ$  (ромбы),  $\Theta = 60^\circ$  (треугольники). Линии проведены для наглядности.

ного различия со случаем  $\nu = 1$ ). По этой причине здесь мы сосредоточимся на области полей вблизи начала заполнения второй подзоны. (Данный пример показывает некоторую условность использованной классификации физических эффектов в наклонном поле, что, впрочем, может быть отнесено к любому типу классификации.) В этой же области видно, что с ростом угла наклона поля щель появляется во всё более слабых *нормальных* полях.

Для других факторов заполнения  $\nu > 4$  влияние магнитного поля полностью аналогично: при чётных факторах заполнения на веерной диаграмме исчезают разрывы, что соответствует появлению щелей в спектре, при нечётных - при увеличении наклона поля щель появляется во всё более слабых *нормальных* магнитных полях.

Мы связываем появление щели при факторах заполнения  $\nu > 2$  в двухслойной системе вне баланса с нарушением ортогональности волновых функций Ландау двух подзон, имеющих различные квантовые номера. Действительно, туннелирование между слоями должно происходить с сохранением импульса в плоскости, так что в наклонном магнитном поле оно сопровождается сдвигом центра волновой функции Ландау на величину  $d_0 \tan \Theta$ , где  $d_0$  - расстояние между центрами масс распределения электронной плотности в двух нижних подзонах. Очевидно, что сдвинутые таким образом волновые функции Ландау даже с разными квантовыми номерами для различных подзон являются неортогональными. В таком случае, описанный в разделе 4.1.3 эффект прикалывания при  $\nu > 2$  более не имеет места. Более того, имеет место перестройка волновых функций подзон (по сути та же, что и для факторов заполнения  $\nu = 1, 2$  в нормальном поле), что и сопровождается расщеплением уровней.

Для лучшего понимания поведения системы в наклонном магнитном поле в работе [90] был вычислен одночастичный спектр в самосогласованном приближении Хартри, без учёта спинового расщепления (предполагая малый  $g$  фактор) и обменных и корреляционных эффектов.

Зависимость вычисленной щели  $\Delta$  от магнитного поля для фактора заполнения  $\nu = 4$  при фиксированном угле наклона вычисления хорошо воспроизводит экспериментально обнаруженное поведение щели вдоль линии веера для  $\nu = 4$ . Количественное расхождение между экспериментом и теорией можно приписать конечной ширине уровней Ландау, что не учитывалось в вычислениях.

Щель как функция параллельной компоненты магнитного поля отражает зависимость перекрытия волновых функций Ландау с разными квантовыми номерами от их сдвига в плоскости  $d_0 \tan \Theta$ : хотя при небольших сдвигах перекрытие увеличивается с увеличением сдвига, при больших сдвигах перекрытие уменьшается, восстанавливая ортогональность волновых функций. Важно, что для открытия щели должна быть потеряна ортогональность волновых функций.

Приведённое объяснение экспериментальных данных остаётся в силе и для фактора заполнения  $\nu = 3$ . Следует отметить, что в нормальном магнитном поле щель при  $\nu = 3$  имеет спиновое происхождение, поскольку ожидаемое спиновое расщепление меньше чем  $\Delta_{SAS}$ . Следовательно, щель может увеличиваться при увеличении компоненты магнитного поля в плоскости и по вполне тривиальным причинам.

### Случай $\nu = 2$

Случай  $\nu = 2$  исследовался нами в работе [23]. Поскольку результаты данной работы не входят в состав диссертации, мы ограничимся лишь некоторыми замечаниями, необходимыми для дальнейшего изложения экспериментов по краевому транспорту.

При угле наклона поля в  $30^\circ$  наблюдается расщепление линии веера Ландау, показывающей позиции минимумов при  $\nu = 2$ , см. Рис. 4.13. Одновременное присутствие двух отдельных минимумов в фиксированном магнитном поле указывает на конкуренцию между двумя основными состояниями двухслойной системы. При тех же условиях, расщепление веера не наблюдается при факторах заполнения  $\nu = 3, 4$ . При углах наклона магнитного поля по отношению к нормали к плоскости образца  $45^\circ, 50^\circ, 53^\circ$  смена основного состояния происходит для общего фактора заполнения  $\nu = 2$  при электронной концентрации  $n_s^{tr} = 3.63 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ .

Такой фазовый переход наблюдается в наклонных магнитных полях для образцов из разных шайб. Он был экспериментально исследован транспортными методами в работе [23] для объёмного спектра и результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками [24, 86, 87], 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, 86, 87].

## 4.2 Сравнение сценария фазового перехода в двуслойных системах в режиме целочисленного КЭХ и в однослойной системе в режиме дробного КЭХ

### 4.2.1 Литературный обзор и постановка задачи

Описанный в первых разделах этой главы фазовый переход в двуслойной системе, при котором происходит смена основного состояния, связанная со сменой спиновой либо изоспиновой поляризации - далеко не единственный пример [25, 23, 26, 91]. Имеет смысл провести срав-

нение 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-неполяризованным 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 [86]. Кроме того, дробное состояние  $2/3$  в рамках подхода композитных фермионов [107] может быть представлено как целочисленное для фактора заполнения 2 (см. подробнее в соответствующей Главе 6) 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 [92].

Фазовые переходы в режиме КЭХ удобнее всего наблюдать на  $(B, n_s)$  диаграмме (магнитное поле-концентрация, так называемый веер Ландау). Фаза, соответствующая режиму КЭХ существует внутри полосы в  $(B, n_s)$  плоскости, расположенной вдоль линии, соответствующей целочисленному или определённом значению дробного фактора заполнения. Внутри такой полосы (т.е. внутри режима КЭХ) конкретные значения магнитного поля и концентрации не имеют существенного влияния на свойства системы. В противоположность этому, вблизи перехода между разными фазами КЭХ само основное состояние является функцией этих параметров  $B, n_s$ , так что можно ожидать сложного поведения свойств двумерной системы, отражающегося на  $(B, n_s)$  диаграмме.

При дробном факторе заполнения  $2/3$ , основное состояние может быть построено либо как полностью спин-поляризованное (в сильном магнитном поле), либо как спин-неполяризованное (при уменьшении поля) [106], см подробное описание в Главе 6. Качественно, такой переход может быть понят как результат конкуренции между Зеемановской и обменной энергиями в сильно взаимодействующей электронной жидкости. В эксперименте такой переход наблюдается по исчезновению минимума в диссипативной проводимости системы (исчезновению режима КЭХ) при некоторой критической электронной плотности  $n_s^{tr}$  и возникновению в окрестности  $n_s^{tr}$  при фиксированном факторе заполнения [25, 26].

Очень похожий по проявлению фазовый переход [24] имеет место [23, 84] при факторе заполнения 2 в двуслойной электронной системе, как было описано в этой главе ранее. Кратко, в этом случае имеет место конкуренция основных состояний, вызванная переигрыванием зеемановской энергии, энергии межслоевого кулоновского взаимодействия и симметрично-антисимметричного расщепления. В простейшей одночастичной картине (т.е. пренебрегая кулоновским взаимодействием) переход происходит при увеличении магнитного поля из спин-неполяризованного основного состояния в ферромагнитное с параллельно выстроенными спинами. Вблизи точки перехода, межслоевое кулоновское взаимодействие смешивает два нижних энергетических уровня, что приводит к возникновению промежуточной наклонной антиферромагнитной фазы, характеризующейся межслоевыми антиферромагнитными корреляциями спина.

Легко увидеть аналогию между фазовыми переходами в этих режимах. Экспериментально, оба перехода вызываются либо затворным напряжением [93], либо компонентой магнитного поля в плоскости двумерной системы, что увеличивает относительную роль Зеемановской энергии.

В данном разделе мы хотим найти общие черты и в то же время различия в поведении двумерных систем вблизи точек перехода в описанных двух случаях.

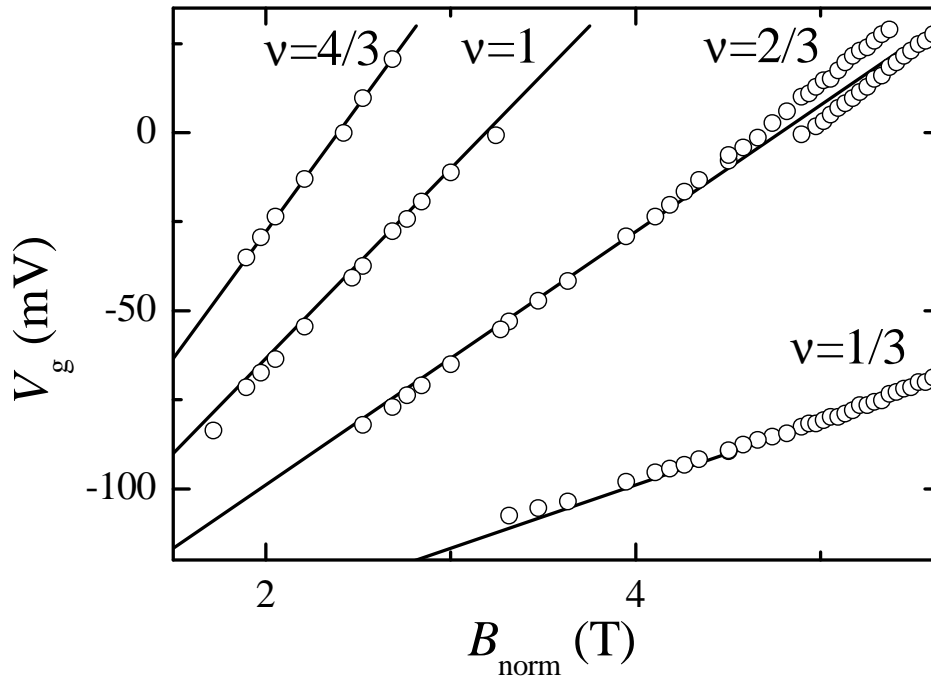


Рис. 4.11: Однослойная двумерная система: положение минимумов в диссипативной компоненте объёмной проводимости (кружки) как функция затворного напряжения  $V_g$  (которому пропорциональна электронная концентрация) и нормальной компоненты магнитного поля  $B_{norm}$ . Сплошные линии показывают точные положения целочисленных и дробных факторов заполнения  $\nu$ . магнитное поле наклонено к нормали к поверхности образца на угол  $\alpha = 19^\circ$ . Фазовый переход при факторе заполнения  $\nu = 2/3$  имеет место при электронной концентрации  $n_s^{tr} = 8.77 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$

#### 4.2.2 Экспериментальные результаты

Образцы были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Однослойные гетероструктуры GaAs/AlGaAs содержали двумерный газ с изкотемпературной подвижностью  $1.83 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  и электронной концентрацией  $8.49 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , расположенный 150 нм под поверхностью. Образцы двуслойных систем были изготовлены из двух различных шайб А и В, с одинаковыми ростовыми параметрами. Они представляли собой широкую (76 нм) квантовую яму с узким, в три монослоя AlAs барьером в центре, как уже было описано в этой главе. Симметрично-антисимметричное расщепление, определённое [88] по оптическим измерениям в дальнем инфракрасном диапазоне и модельным вычислениям, равно  $\Delta_{SAS} = 1.3 \text{ мэВ}$ .

Поскольку эти же образцы были использованы для измерений краевого транспорта, они были изготовлены в геометрии квази-Корбино. В данной части работы мы изучали объёмные свойства таких образцов с помощью магнетоёмкостных измерений, нечувствительных (как было описано ранее) к реальной форме затвора образца. Мы исследовали положение минимумов в диссипативной компоненте объёмной проводимости на  $(n_s, B)$  плоскости. Эксперименты проводились при температуре 30 мК при различных углах наклона магнитного поля по отношению к нормали к плоскости образца.

Пример веера Ландау в плоскости  $(n_s, B)$  для однослойной системы приведён на Рис. 4.11. Линии веера не демонстрируют никаких особенностей для факторов заполнения  $\nu = 4/3; 1; 1/3$ . Для фактора заполнения  $2/3$  линия веера разбивается на две ветви в окрестности концентрации

$n_s^{tr} = 8.77 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , демонстрируя фазовый переход между двумя основными состояниями. Сравнение электронной концентрации в точке перехода  $n_s^{tr}$  со значениями, известными из литературы [25, 26] показывает, что  $n_s^{tr}$  не универсально и зависит от конкретного образца. Это ожидаемо, поскольку электрон-электронное взаимодействие зависит от протяжённости волновой функции в направлении, перпендикулярном плоскости образца, а эта величина разная в разных образцах. Как и ожидалось, точка перехода смещается в более низкие концентрации при увеличении компоненты магнитного поля в плоскости образца  $B_{par}$ . Для наших образцов производная  $dn_s^{tr}/dB_{par}$  может быть оценена из экспериментальных данных как  $10^{10} (\text{см}^2 \text{ Тл})^{-1}$ .

Вблизи точки перехода наблюдается сосуществование двух минимумов в  $\sigma_{xx}$ , см. Рис. 4.12. Одна из ветвей является продолжением  $\nu = 2/3$  линии веера при низких концентрациях, вторая переходит в  $\nu = 2/3$  линию веера при высоких концентрациях носителей. В некоторой области вблизи точки перехода два минимума в  $\sigma_{xx}$  сосуществуют, как показано на Рис. 4.12 при: (а) изменении электронной концентрации при фиксированном значении магнитного поля; (б) изменении магнитного поля при фиксированной концентрации.

На первый взгляд, поведение двуслойной системы в окрестности точки перехода очень похоже, см. Рис. 4.13. Фазовый переход наблюдается в наклонных магнитных полях для образцов из шайб А и В. При тех же условиях, никаких особенностей не наблюдается при факторах заполнения  $\nu = 3, 4$ . При углах наклона магнитного поля по отношению к нормали к плоскости образца  $45^\circ, 50^\circ, 53^\circ$  смена основного состояния происходит для общего фактора заполнения  $\nu = 2$  при электронной концентрации  $n_s^{tr} = 3.63 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Это значение  $n_s^{tr}$  в точке перехода так же не универсально и зависит от образца, как легко видеть из сравнения трёх панелей (а,б,с) на Рис. 4.13. Значение производной по магнитному полю в плоскости равно  $dn_s^{tr}/dB_{par} \sim 4 \cdot 10^{10} (\text{см}^2 \text{ Тл})^{-1}$ . Тот же порядок этой величины, что и в режиме дробного КЭХ для фактора заполнения  $2/3$  указывает на то, что мы имеем дело с конкуренцией зеемановской и кулоновской энергий в обоих рассмотренных случаях

Важно отметить, что симметрия расположения минимумов  $\sigma_{xx}$  относительно линии точного фактора заполнения в обоих рассмотренных случаях принципиально разная. Для фазового перехода в двуслойной системе верхняя ветвь в области сосуществования минимумов является продолжением  $\nu = 2$  линии веера при высоких электронных плотностях, а нижняя связана с линией веера при низких плотностях. Этот сценарий прямо противоположен сценарию перехода в режиме дробного КЭХ.

### 4.2.3 Обсуждение

Следует отметить что со-существование двух ветвей, относящихся к одному и тому же фактору заполнения на  $(B, n_s)$  плоскости нетривиально и требует осмысления. Естественным представляется объяснение, основанное на со-существовании доменов разных фаз в окрестности точки перехода  $n_s^{tr}$ . Площадь области, занятая доменами каждой фазы является функцией фактора заполнения вблизи точки перехода. В самой точке  $n_s^{tr}$  площади доменов двух фаз сравниваются и система демонстрирует ненулевое значение диссипативной проводимости  $\sigma_{xx}$  благодаря перколяционной картине на границах фаз. Наоборот, можно ожидать глубокого минимума в  $\sigma_{xx}$  когда домены, относящиеся к одной фазе, образуют бесконечный кластер. Поскольку Зеемановское (спиновое) расщепление пропорционально магнитному полю, естественно ожидать что домены "низкополевой" фазы преобладают при факторах заполнения больших чем точные значения

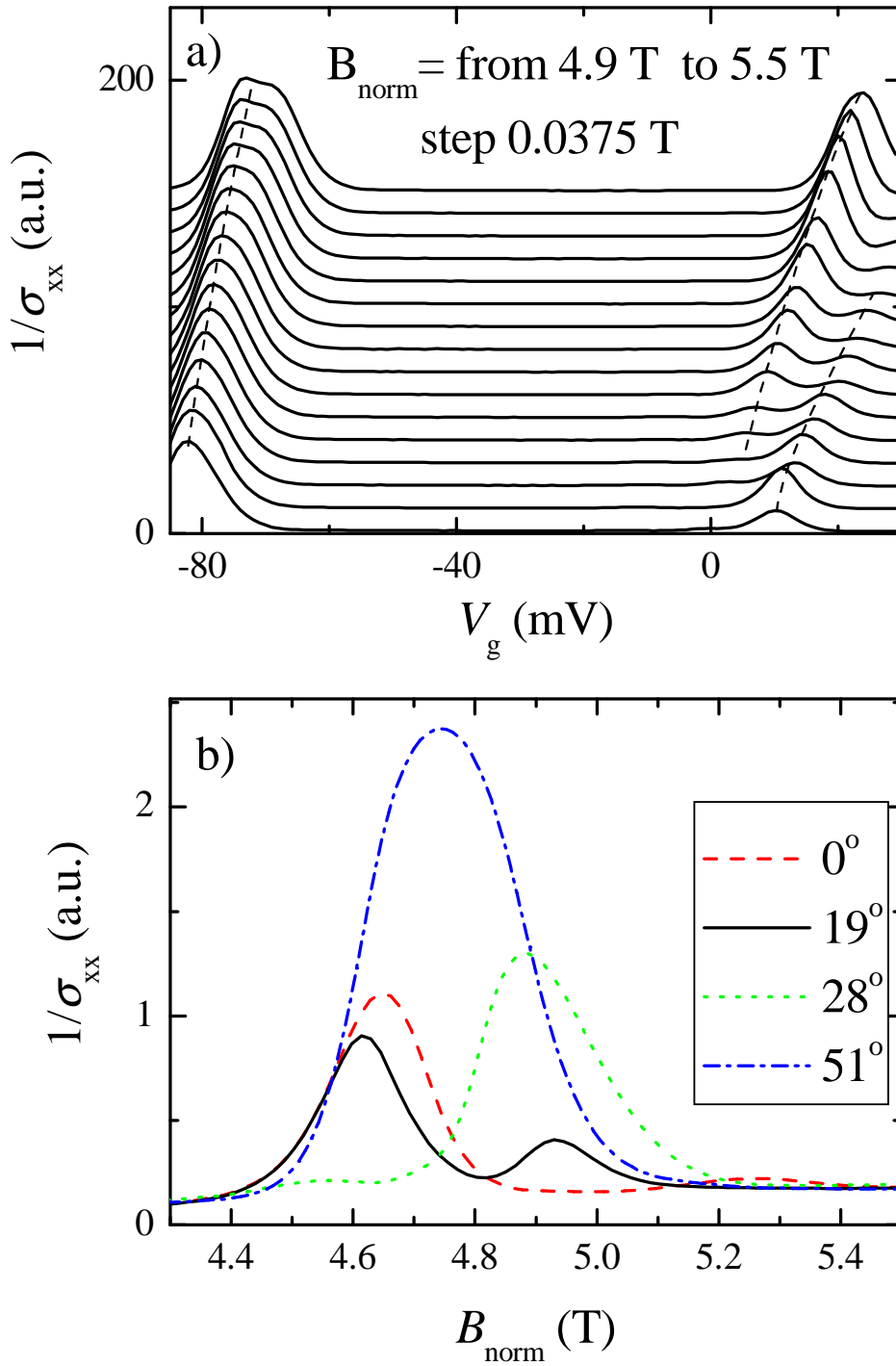


Рис. 4.12: Однослойная двумерная система. (а)  $1/\sigma_{xx}$  как функция затворного напряжения  $V_g$  (которому пропорциональна электронная концентрация) при различных значениях нормальной компоненты магнитного поля  $B_{norm}$  в окрестности точки перехода на предыдущем рисунке. Магнитное поле наклонено по отношению к нормали к поверхности образца на угол  $\alpha = 19^\circ$ , как и на предыдущем рисунке. Кривые сдвинуты для ясности изображения. Пунктир показывает положения минимумов в  $\sigma_{xx}$ . (б)  $1/\sigma_{xx}$  как функция нормальной компоненты магнитного поля  $B_{norm}$  при различных углах наклона  $\alpha$ :  $0^\circ$  (пунктир),  $19^\circ$  (сплошная),  $28^\circ$  (точечная),  $51^\circ$  (штрих-пунктир).

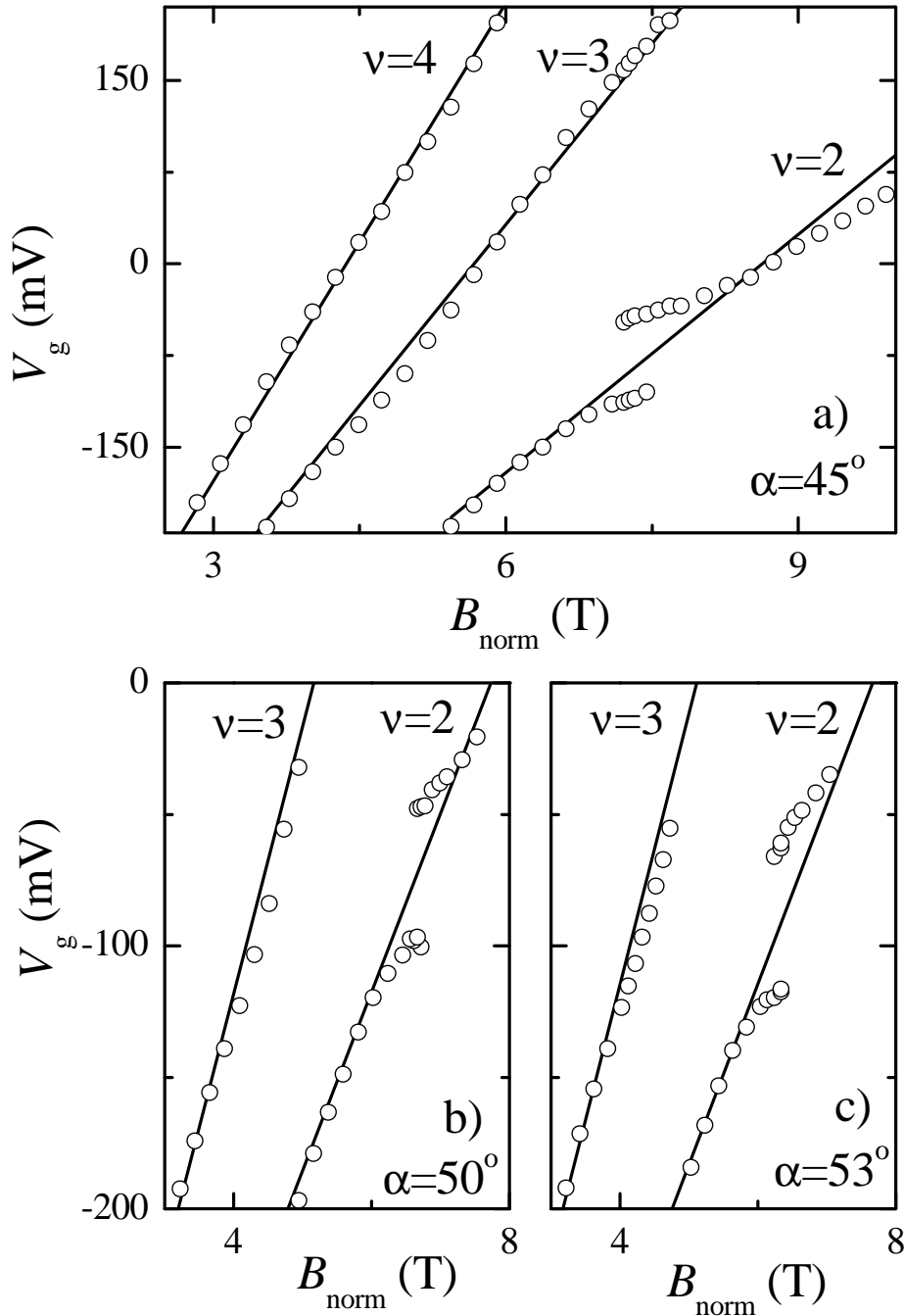


Рис. 4.13: Двуслойная система: положение минимумов в диссипативной компоненте объёмной проводимости (кружки) как функция затворного напряжения  $V_g$  (которому пропорциональна электронная концентрация) и нормальной компоненты магнитного поля  $B_{norm}$  для двух различных шайб А (а) и В (b,c). Сплошные линии показывают точные положения целочисленных факторов заполнения  $\nu$ . Угол наклона магнитного поля по отношению нормали к образцу:  $\alpha = 45^\circ$  (а) и  $\alpha = 50^\circ, 53^\circ$  (b,c).

$\nu = 2/3$  и  $\nu = 2$ . Такое рассуждение адекватно описывает симметрию ветвей веера при фазовом переходе в однослойной системе режиме дробного КЭХ на  $2/3$ , но очевидно противоречит наблюдаемому поведению для фазового перехода в двуслойной системе, что может означать важность изоспиновой степени свободы в данном случае.

Таким образом, мы исследовали 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 сценария 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.

## 4.3 Реконструкция краевого спектра двуслойной электронной системы при фазовом переходе в объёме.

### 4.3.1 Литературный обзор и постановка задачи

Как было описано подробно в предыдущих разделах, объёмный спектр двуслойной электронной системы в квантующих магнитных полях может быть достаточно сложен.

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. В больших полях  $\Delta_{SAS}$  является минимальным энергетическим масштабом, так что два заполненных уровня разделены симметрично-антисимметричным расщеплением  $\Delta_{SAS}$  и характеризуются одной проекцией спина. Принято говорить, что двуслойная система находится в ферромагнитном состоянии. Такой переход спин-синглет — спиновый ферромагнетик можно вызвать введением компоненты магнитного поля в плоскости двуслойной системы при фиксированной нормальной компоненте, в силу зависимости  $\Delta_s$  от полного поля.

В экспериментах на системах со значительным межслоевым взаимодействием [84, 23] (т.е. когда расстояние между слоями сравнимо с магнитной длиной) точка перехода сдвинута в слабые магнитные поля. Было показано теоретически [24, 86, 87], что взаимодействие сдвигает переход к полю, определяемому соотношением  $\mu g B_c \approx \frac{\Delta_{SAS}}{E_c}$ , где  $E_c$  - кулоновская энергия, при этом переход в точке  $B_c$  идёт 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, 86, 87]. Такой фазовый переход был экспериментально исследован [23, 84] для объёмного спектра и результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками [24, 86, 87].

Ситуация на краю двуслойной системы представляется даже более сложной. Систематика краевых состояний определяется объёмным спектром. Это означает, что при фазовом переходе в объёме, связанном со сменой систематики спектра, должна смениться систематика (порядок следования) краевых состояний.



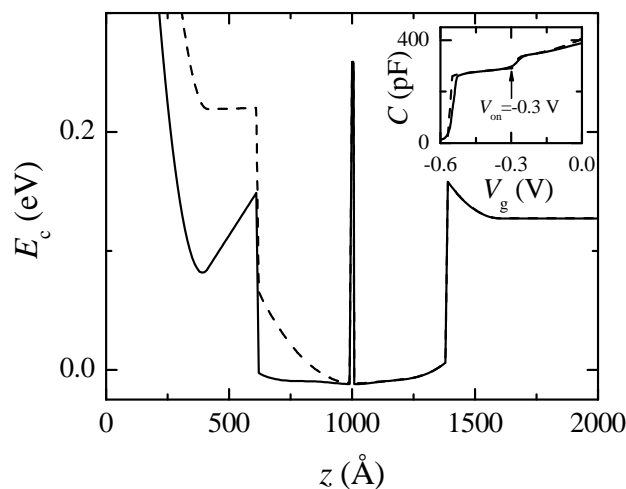


Рис. 4.14: Дно зоны проводимости в яме при нулевом затворном напряжении (сплошная линия) и при напряжении, соответствующем вдвое меньшей концентрации (пунктир), посчитанное одновременно решением одномерных уравнений Пуассона и Шрёдингера для реальной ростовой структуры образца. Вставка показывает ёмкость образца (т.е. между затвором и ямой) в нулевом магнитном поле в зависимости от затворного напряжения, вычисленную исходя из профиля ямы на основном рисунке (пунктир) и измеренную (сплошная линия)

### 4.3.2 Образцы

Для экспериментов использовались уже описанные образцы, представляющие собой широкую (76 нм) квантовую яму с узким, в три монослоя AlAs барьером в центре. Для цельности изложения мы дадим здесь краткую выжимку основной информации об этих образцах.

Симметрично-антисимметричное расщепление, определённое [88] по оптическим измерениям в дальнем инфракрасном диапазоне, равно  $\Delta_{SAS} = 1.3$  мэВ.

При нулевом затворном напряжении квантовая яма практически симметрична, см. Рис. 4.14 (сплошная линия). Она содержит  $4.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  электронов, распределённых по двум частям ямы. Приложение отрицательного затворного напряжения делает потенциал асимметричным, в частности, можно полностью удалить электроны из верхней (ближней к затвору) части ямы, см. Рис. 4.14 (пунктирная линия). Это лучше всего видно на кривых зависимости ёмкости между затвором и ямой от затворного напряжения, см. вставку в Рис. 4.14. При том затворном напряжении, когда электроны покидают верхнюю часть ямы (двуслойное запирающее напряжение  $V_{on} = -0.3$  В), ёмкость испытывает скачок в силу изменения расстояния от затвора до электронной системы.

Для транспортных измерений на краю образцы были изготовлены в геометрии квази-Корбино с шириной щели в затворе 3 мкм.

### 4.3.3 Экспериментальные результаты

В данной работе мы исследовали вольт-амперные характеристики транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения 1 при общем факторе заполнения в области затворной щели равном 2.

В нормальном магнитном поле порученные вольт-амперные кривые имеют типичную фор-

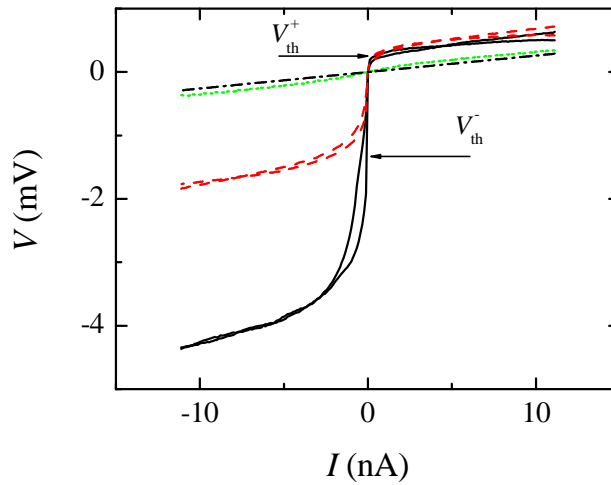


Рис. 4.15:  $I - V$  кривые для общих факторов заполнения  $\nu = 2$  в области затворной щели и  $g = 1$  под затвором при различных углах наклона. Эти углы:  $\theta = 0$  (сплошная линия),  $\theta = 30^\circ$  (пунктир),  $\theta = 45^\circ$  (точечная линия). Штрих-пунктирная линия показывает полностью равновесную  $I - V$  кривую, вычисленную в рамках формализма Бюттикера-Ландауера. Нормальное магнитное поле постоянно и равно 8.7 Тл. Кривые на рисунке приведены для двух направлений развёртки тока - из положительных в отрицательные значения и обратно. Небольшой гистерезис присутствует на кривых, будучи максимальным в нормальном магнитном поле.

му: они сильно нелинейны и состоят из двух ветвей. Положительная ветвь характеризуется ярко выраженным порогом  $V_{th}^+$ , до которого ток практически отсутствует. После порога  $V_{th}^+$  зависимость тока от напряжения линейна. В нормальном магнитном поле положительный порог  $V_{th}^+$  достаточно мал (близок к затравочному не увеличенному обменными эффектами Зеемановскому расщеплению 0.21 мэВ в поле 8.7 Тл), в силу низкой подвижности в нашей двухслойной системе ( $400\,000\text{ см}^2/\text{Вс}$ ), см. Главу 2.

Отрицательная ветвь сильно нелинейна. Порог, аналогичный таковому на положительной ветви здесь отсутствует. Тем не менее, есть явно выраженная особенность и на этой ветви, которую можно описать как напряжение, при котором появляется заметный ток. Эта особенность соответствует пересечению (по энергии) заполненных состояний во внешнем краевом канале с пустыми возбуждёнными во внутреннем, как было подробно описано в Методике. Эту особенность мы по аналогии назовём отрицательным порогом  $V_{th}^-$ , см. рис. 4.15. Отрицательный порог на порядок величины больше ( $V_{th}^-$  около 2 мэВ) и соответствует  $\Delta_{SAS}$  в нашей двухслойной структуре. Несмотря на слабую определённую (и соответственно низкую точность определения)  $V_{th}^-$ , все характерные энергетические масштабы в в двухслойной структуре (Зеемановское расщепление, симметрично-антисимметричное расщепление и циклотронная щель, которая порядка 15 мэВ в этом магнитном поле) очень различны, так что не представляет труда соотнести особенности вольт-амперной кривой с соответствующей энергетической щелью.

Нелинейность вольт-амперной кривой драматически зависит от компоненты магнитного поля, параллельной плоскости образца, см. рис. 4.15. Кривые спланиваются с увеличением величины поля в плоскости и все особенности исчезают при угле наклона  $\theta = 45^\circ$ . Для сравнения на том же рисунке показан штрих-пунктиром результат расчёта в предположении полного уравнивания между краевыми состояниями. Легко видеть, что экспериментальная вольт-амперная

характеристика всё же слабо нелинейна.

Кривые на рисунке 4.15 приведены для двух направлений развёртки тока - из положительных в отрицательные значения и обратно. Небольшой гистерезис присутствует на кривых, будучи максимальным в нормальном магнитном поле. При угле наклона  $\theta = 30^\circ$  гистерезис становится слабее и полностью исчезает при  $\theta = 45^\circ$ . Как известно (см. предыдущее изложение) такой гистерезис является характерной особенностью транспорта между спин-расщеплёнными краевыми состояниями - для части переносимых электронов перевороту спина электрона соответствует переворот спина ядра. Гистерезис обязан своим происхождением образованию области динамически поляризованных ядерных спинов.

Сильнейшее влияние компоненты поля в плоскости на экспериментальные  $I - V$  кривые можно так же увидеть на рис. 4.16 а). тут продемонстрированы  $I - V$  кривые в широком диапазоне изменения тока и напряжения. Экспериментальные кривые, очевидно, уплощаются при увеличении поля в плоскости. При угле наклона  $\theta = 45^\circ$  даже форма кривой сильно разнится от случая нормального магнитного поля.

Описанное поведение принципиально отличается от такового для однослойных систем, где не было обнаружено заметного влияния поля в плоскости на стационарную вольт-амперную кривую, см. ранее. Для иллюстрации этого факта на рис. 4.16 б) приведены стационарные  $I - V$  кривые для однослойной системы с близкой электронной концентрацией в области затворной щели при различных углах наклона.

#### 4.3.4 Обсуждение

Нелинейность вольт-амперной кривой при транспорте через полосу несжимаемой электронной жидкости возникает в силу наличия потенциального барьера для электронов (щели на уровне Ферми) внутри полосы, см. Методику. Превращение кривой в линейную на образце с фиксированной шириной области взаимодействия и при фиксированной температуре означает исчезновение этой щели. Это и есть основной экспериментальный результат данной части работы.

Систематика краевых состояний определяется объёмным спектром. Объёмный спектр двухслойной системы был описан ранее в этой работе. Здесь мы укажем на то, что при увеличении поля в плоскости при факторе заполнения 2 двухслойная система приближается к точке фазового перехода спиновый синглет- наклонный антиферромагнетик. Этот фазовый переход характеризуется глубоким минимумом в энергии активации как раз при угле наклона поля  $\theta = 45^\circ$  на данных образцах.

Начнём анализ полученных результатов со случая нормального магнитного поля. Двухслойная система при  $\nu = 2$  находится в спин-синглетном состоянии и таким образом далека от точки фазового перехода. Структура уровней энергии в объёме двухслойной системы может быть описана в одночастичном приближении при  $\nu = 2$  как два заполненных квантовых уровня под уровнем Ферми, разделённых Зеемановской щелью. По мере приближения к краю, два заполненных уровня энергии загибаются вверх, формируя краевые состояния. Транспорт между такими состояниями сопровождается переворотом спина и, соответственно, образованием области динамически поляризованных ядер, что приводит к гистерезису на экспериментальных кривых.

Такое же одночастичное описание годится и далеко за пределами фазового перехода в наклонную антиферромагнитную фазу, когда два заполненных уровня разделены  $\Delta_{SAS}$ . В этом случае, однако, оба состояния имеют одну и ту же спиновую ориентацию и нельзя ожидать гистерезиса

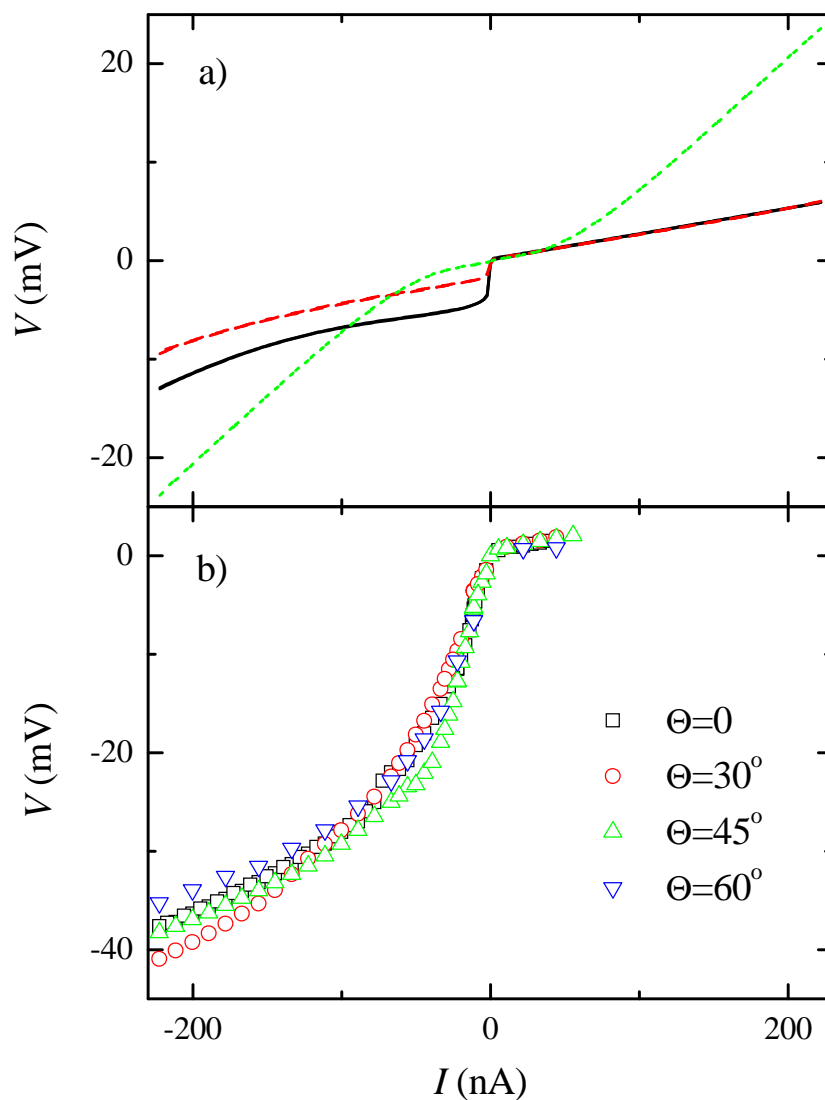


Рис. 4.16:  $I - V$  кривые для общего фактора заполнения  $\nu = 2$  и  $g = 1$  под затвоом при разных углах наклона в широком диапазоне изменения тока и напряжения. а) Двуслойная система. Углы наклона  $\theta = 0$  (сплошная),  $\theta = 30^\circ$  (пунктир),  $\theta = 45^\circ$  (точечная линия). б) Однослойная система с близкой электронной концентрацией, рассмотренная ранее. Показаны стационарные кривые, полученные для очень медленной (10 минут на точку) развёртки тока, для исключения релаксационных эффектов. Углы наклона:  $\theta = 0$  (квадраты),  $\theta = 30^\circ$  (круги),  $\theta = 45^\circ$  (треугольники вверх),  $\theta = 60^\circ$  (треугольники вниз). Слабая зависимость порога на положительной ветви от поля в плоскости не видна в таком масштабе.

на экспериментальных кривых.

В промежуточной области должна произойти перестройка объёмного спектра и, соответственно, перестройка краевых состояний. В одночастичной картинке такая перестройка должна бы сопровождаться максимумом потенциального барьера между краевыми состояниями. В эксперименте же существенно межслоевое кулоновское взаимодействие - переход происходит в наклонную антиферромагнитную фазу. По всей видимости, это и есть причина исчезновения потенциального барьера, разделяющего краевые состояния. В этих условиях электроны могут свободно перемещаться между краевыми состояниями без переворота спина, так что пропадает нелинейность вольт-амперных кривых и гистерезис на них, что мы и видим в эксперименте.

Следовательно, основной результат этого эксперимента можно интерпретировать как почти полное исчезновение несжимаемой полосы электронной жидкости при локальном факторе 1 на краю образца при образовании наклонной антиферромагнитной фазы в объёме образца. Это не столь уж и удивительно. Вблизи точки перехода, межслоевое кулоновское взаимодействие смешивает два нижних энергетических уровня, что приводит к возникновению промежуточной наклонной антиферромагнитной фазы, характеризующейся межслоевыми антиферромагнитными корреляциями спина.

## **4.4 Создание топологических дефектов в структуре краевых состояний и управление такими дефектами**

### **4.4.1 Литературный обзор и постановка задачи**

Продemonстрированная в предыдущем разделе связь между краевым и объёмным спектром позволяет реализовать так называемые топологические дефекты в структуре краевых состояний.

Превосходно существование топологических дефектов было предсказано для спин-расщеплённых краевых состояний в однослойной системе, когда разбаланс электрохимических потенциалов 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 данной части работы мы демонстрируем создание и управление топологическими дефектами в двуслойной электронной системе. При помощи затворного напряжения и компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двуслойной системы, мы управляем изоспиновым со-

стоянием двуслойной системы. В частности, в режиме когда система находится в разных изо-спиновых состояниях под затвором и в области затворной щели, краевые состояния вынуждены пересекаться на границах этих областей, что мы наблюдаем по транспортным характеристикам.

#### 4.4.2 Идея эксперимента

Исследование транспорта между краевыми состояниями мы проводили в геометрии квази-Корбино, подробно описанной в методике. В данном случае двуслойной электронной системы необходимо обратить внимание на следующую особенность данной геометрии: исследуется транспорт в области затворной щели, при этом внешнее краевое состояние выходит из-под затвора. В отличие от однослойных систем, в случае двух связанных электронных слоёв затворной напряжением влияет не только на плотность носителей под затвором, но и на их распределение между слоями в этой области.

При нулевом затворном напряжении двуслойные системы, о которых пойдёт речь, лишь слегка разбалансированы (см. Рис. 4.14 (сплошная линия)). Отрицательное затворное напряжение увеличивает исходно незначительный разбаланс электронных плотностей по двум частям ямы, см. Рис. 4.14 (пунктир). Электрическое поле затвора в основном влияет на концентрацию носителей в верхней (ближней к затвору) части ямы, которая опустошается при некотором затворном напряжении  $V_{on}$ . При более низких затворных напряжениях система эффективно однослойна - электронами заполнена лишь дальняя от затвора часть ямы.

Таким образом, даже для образцов где краевые состояния в области затворной щели возникают из двуслойного объёмного спектра, краевые состояния под затвором могут происходить либо из двуслойного, либо из однослойного спектра, в зависимости от реального значения  $V_{on}$ . Для однослойного режима, спектр представляет собой обычную лестницу уровней Ландау. В двуслойном режиме, спектр становится гораздо более сложным, см. первый раздел этой главы. 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  $\Delta_{SAS}$ . 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).

В данной работе мы сосредоточимся на режиме, в котором в области затворной щели общий фактор заполнения равен  $\nu = 3$ , а под затвором фактор заполнения  $g = 1, 2$ .

В нормальном магнитном поле при факторе заполнения  $\nu = 3$  краевые состояния в области затворной щели возникают от двух независимых лестниц уровней Ландау, см. Рис. 4.17 (а). Пространственное разделение между двумя внешними спин-расщеплёнными краевыми состояниями

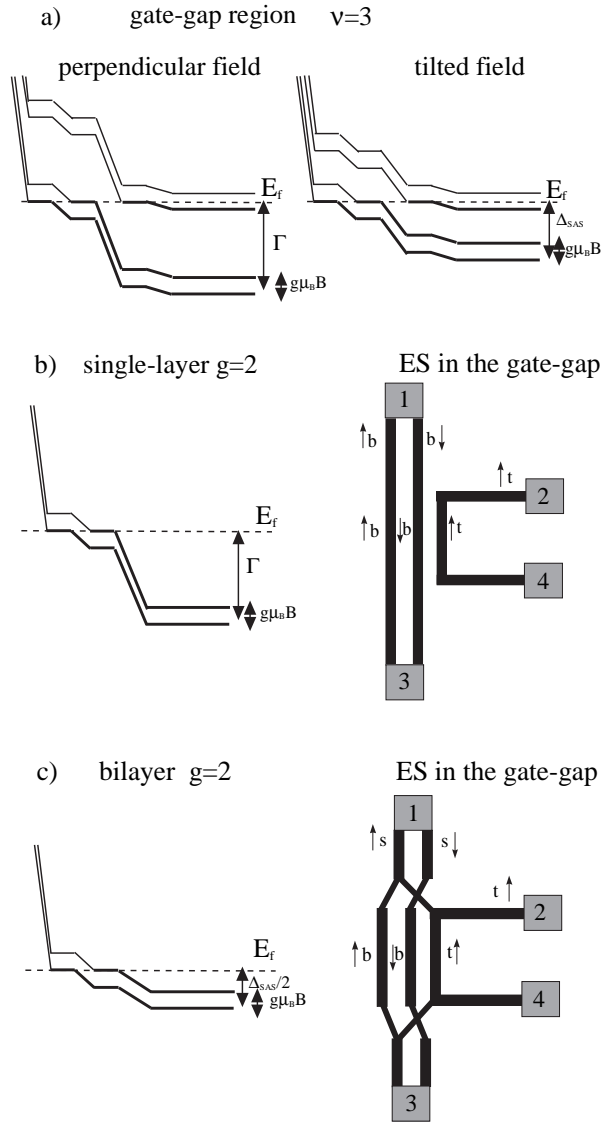


Рис. 4.17: Энергетическая диаграмма на краю двуслойного образца образца при факторах заполнения  $\nu = 3$  в области щели в затворе и  $g = 2$  под затвором, в условиях равновесия между краевыми состояниями. (a) для фактора заполнения в области затворной щели  $\nu = 3$  в нормальном и наклонном магнитных полях. (b) Под затвором в однослойном режиме (образец В) и результирующая схема краевых состояний в области затворной щели в нормальном поле. (c) Под затвором в двуслойном режиме (образец А) и результирующая схема краевых состояний в области затворной щели в нормальном поле. Символы  $t, b, s, \uparrow, \downarrow$  обозначают изоспиновую (верхний, нижний, смешанное) и спиновую (вверх и вниз) характеристики каждого краевого состояния. Омические контакты, к которым подходят краевые состояния, обозначены прямоугольниками.

и единственным внутренним состоянием задано разницей энергий доньев двумерных подзон  $\Gamma$  в объёме образца.

Начнём рассмотрение со случая, когда двумерный газ под затвором находится в однослойном режиме. Два краевых состояния возникают из двух спин-расщеплённых уровней энергии, относящихся к нижнему электронному слою. Эти краевые состояния на границе затвора непосредственно переходят в два внешних краевых состояния в области затворной щели, поскольку характеризуются одними и теми же спиновыми и изоспиновыми индексами, см. Рис. 4.17 (b). Приложение разбаланса напряжений к внутренним и внешним контактам, как обычно в геометрии квази-Корбино, должно привести к сильно нелинейной вольт-амперной характеристике, причём порог положительной ветви соответствует в данном случае разнице энергий доньев двумерных подзон  $\Gamma$  в объёме образца,  $V_{th}^+ \sim \Gamma$ .

В альтернативном случае, когда двумерный газ под затвором находится в двуслойном режиме при  $g = 2$ , нарушается взаимно-однозначное соответствие между краевыми состояниями под затвором и в области затворной щели, см. Рис. 4.17 (c). Под затвором, заполнены два уровня объёмного спектра. Они оба относятся к одной и той же, симметричной, энергетической подзоне, и разделены спиновым расщеплением. Соответственно, электроны в соответствующих краевых состояниях принадлежат двум слоям одновременно. Грубо говоря, существует 50% вероятность найти электрон в одном или в другом слое. При пересечении границы затвора спиновые и изоспиновые индексы электронов должны сохраниться. Сохранение изоспинового индекса предполагает, что грубо говоря половина электронов пойдёт в верхний слой, вторая половина - в нижний. Принимая во внимание сохранение спинового индекса, электроны из внешнего краевого состояния под затвором должны пойти во внешнее и внутреннее краевые состояния в области затворной щели, как нарисовано на Рис. 4.17 (c), так что на границе затвора возникает пересечение краевых состояний с разными спиновыми и изоспиновыми индексами. В этой топологии вольт-амперная кривая для транспорта между внешними и внутренними краевыми состояниями всегда будет равновесной (т.е. прямой линией).

Описанная картина допускает простую экспериментальную проверку, поскольку может быть разрушена введением компоненты магнитного поля в плоскости двуслойной системы. Как было описано ранее, в наклонных полях энергетический спектр в области затворной щели при факторе заполнения 3 так же будет описываться единой лестницей уровней ландау, так что электроны будут находиться в смешанном изоспиновом состоянии. Как показано на Рис. 4.17 (a), справа, при этом два спин-расщеплённых краевых состояния возникают из нижней, симметричной, подзоны, а третье - из верхней, антисимметричной. Поскольку два внешних краевых состояния теперь имеют один и тот же изоспиновый индекс и под затвором, и в области затворной щели, топология краевых состояний становится обычной, типа изображённой на Рис. 4.17 (b). Вольт-амперные кривые становятся опять сильно нелинейными, однако в этом случае полог на положительной ветви должен определяться симметрично-антисимметричным расщеплением  $\Delta_{SAS}$ .

Таким образом, линейная вольт-амперная характеристика для образца, в котором фактор заполнения 2 под затвором соответствует двуслойному режиму и восстановление нелинейной ВАХ при введении компоненты поля в плоскости должны являться демонстрацией наличия и исчезновения топологических дефектов в структуре краевых состояний.



### 4.4.3 Экспериментальные результаты

Образцы были выращены с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Одна из шайб, А, уже была подробно описана выше. Она представляет собой 76 нм квантовую яму. Шайба В содержит 30 нм квантовую яму. В центре ямы, для обеих шайб, выращен барьер  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.3$ ) в три монослоя толщиной. Ямы симметрично допированы. Обе структуры содержат двумерный газ с близкими значениями электронной концентрации ( $4 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$ ) и подвижности. Ямы слегка разбалансированы (т.е. характеризуются немного разными электронными концентрациями в двух частях ямы)

Как уже говорилось, образцы изготовлены в геометрии квази-Корбино, ширина щели в затворе 3 мкм, при этом омические контакты делались одновременно к двум частям ямы. Температура эксперимента 30 мК.

Две представленных структуры различаются значением затворного напряжения  $V_{on}$ , при котором обедняется верхний электронный слой:  $V_{on} = -0.3$  В для шайбы А и  $V_{on} = -0.12$  В для шайбы В. Эти значения были получены прямыми измерениями на использованных образцах, по излому линий на веере Ландау (см. выше). Таким образом, для факторов заполнения  $\nu = 3, g = 2$ , эти образцы находятся в разном изоспиновом состоянии. Для образцов А  $g = 2$  получается при  $V_g = -0.19 > V_{on}$ , так что двумерная система под затвором находится в двуслойном режиме. Образец В, напротив, представляет собой единственный электронный слой при  $g = 2$  под затвором ( $V_g = -0.15 < V_{on}$ ).

Обе структуры находятся в одинаковых изоспиновых конфигурациях при факторах заполнения  $\nu = 3, g = 1$  ( $V_g < V_{on}$ , т.о. однослойный режим под затвором), что позволяет использовать эту комбинацию факторов заполнения как референсную.

На Рис. 4.18 представлены экспериментальные вольт-амперные характеристики для обоих образцов, в нормальном и наклонном магнитных полях. Для образца В, с однослойным режимом при  $g = 2$  под затвором (Fig 4.18 (a)), вольт-амперные кривые сильно нелинейны. Они характеризуются чётко выраженным пороговым поведением положительной ветви ВАХ, порог соответствует  $\sim 3$  мэВ в нормальном поле. Это значение соответствует расстоянию между доньями двумерных подзон.

Для образца с двуслойным режимом под затвором при  $g = 2$  (А-тип, Рис. 4.18 (b)) вольт-амперная кривая линейна в нормальном магнитном поле. Таким образом, наблюдается полное уравнивание между крайевыми состояниями в области затворной щели даже при очень малой (3 мкм) ширине щели, в полном соответствии с обсуждавшейся картиной пересечения крайевых состояний. введение компоненты магнитного поля в плоскости образца восстанавливает нелинейные вольт-амперные характеристики, опять-таки в полном соответствии с вышеизложенной картиной.

Дальнейшее увеличение компоненты поля в плоскости схожим образом уменьшает нелинейность вольт-амперных кривых для обоих типов образцов. Однако даже для самых высоких значений угла  $\theta = 60^\circ$ , ВАХ всё же слабо нелинейны, в то время как для образца А в нормальном поле ВАХ полностью линейна.

Утверждение, что такое различное поведение образцов связано с различной изоспиновой конфигурацией подтверждается так же измерениями ВАХ для комбинации факторов заполнения  $\nu = 3, g = 1$ . При факторе заполнения  $g = 1$  под затвором для обоих образцов реализуется однослойный режим, что приводит к схожим сильно нелинейным ВАХ в нормальном магнитном

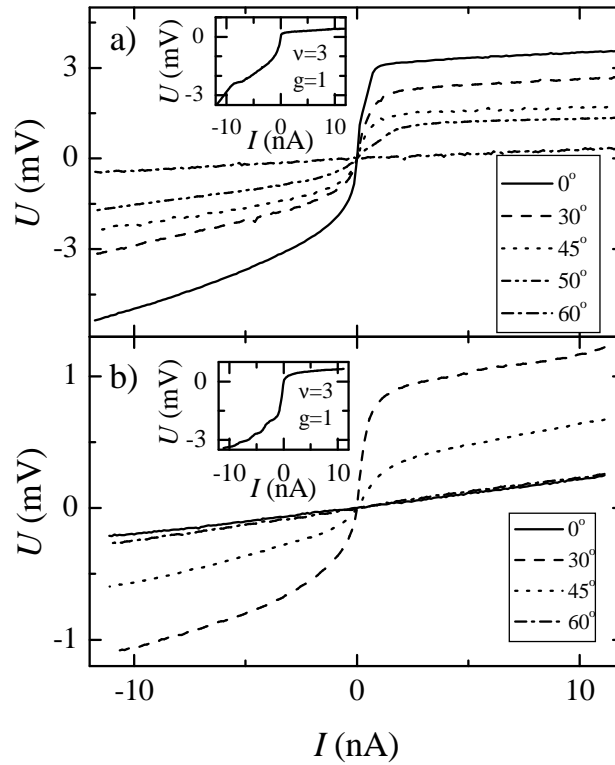


Рис. 4.18: Вольт-амперные кривые для образцов В (а) и А (б) для факторов заполнения  $\nu = 3$  и  $g = 2$  для разных углов наклона магнитного поля по отношению к нормали к образцу:  $\theta = 0^\circ$  (сплошная линия),  $\theta = 30^\circ$  (пунктир),  $\theta = 45^\circ$  (точечная линия),  $\theta = 50^\circ$  (пунктир-точка-точка, только для (а)),  $\theta = 60^\circ$  (штрих-пунктир). Нормальная компонента магнитного поля постоянна и равна 6.6 Тл для образца В и 5.9 Тл для образца А. Вставки демонстрируют вольт-амперные кривые для факторов заполнения  $\nu = 3$  и  $g = 1$  в нормальном магнитном поле для образцов В (а) и А (б) соответственно.

поле, см. вставки в Рис. 4.18. Малый порог положительной ветви ВАХ соответствует в этом случае спиновой щели.

Как уже упоминалось выше, линейная ВАХ для образца А при факторах заполнения  $\nu = 3, g = 2$  в нормальном магнитном поле соответствует полному уравниванию между внутренним и одним из внешних (или двумя внешними) краевых состояний в области затворной щели. Последнее может быть найдено из наклона линейной зависимости в сравнении с результатом расчёта в рамках формализма Бюттикера-Ландауера. В нашем случае экспериментальный наклон соответствует полному уравниванию только между двумя краевыми состояниями из трёх в области затворной щели. Это соответствует схеме краевых состояний на Рис. 4.17 (с), где равными электрохимпотенциалами характеризуются внешнее и внутреннее краевые состояния.

#### 4.4.4 Обсуждение

Таким образом, мы можем сделать следующие заключения: (i) поскольку ширина щели в затворе много меньше характерных длин установления равновесия между краевыми состояниями, в области затворной щели присутствует дефект в структуре краевых состояний, эффективно связывающий краевые состояния. (ii) Этот дефект связывает только состояния, характеризующиеся одной и той же проекцией спина электрона. (iii) Уравнивание краевых состояний таким дефектом разрушается введением компоненты магнитного поля в плоскости образца.

Эти результаты, взятые вместе, убедительно показывают что такой дефект это не примесь и не механический дефект образца, а действительно топологический дефект в структуре краевых состояний вызванный разными изоспиновыми конфигурациями двумерной системы под затвором и в области затворной щели.

#### Сдвиг уровня плато КЭХ в двуслойных системах

Рассмотренная в этом и предыдущем разделах реконструкция краевого спектра имеет несколько неожиданное проявление в другом типе экспериментов. Мы изучали [94] поведение плато Холловского 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 всё же неясна.

### 4.5 Основные выводы Главы 4

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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.

2. Проведены исследования объёмного спектра двуслойных электронных систем методом ёмкостной спектроскопии в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Объёмные 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.
3. 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.
4. При измерениях транспорта поперек несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1 установлена нетривиальная связь между краевыми и объёмными свойствами: экспериментально продемонстрировано исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локальному фактору заполнения 1, при объёмном фазовом переходе в так называемую наклонную антиферромагнитную фазу.
5. Был исследован характер объёмного фазового перехода между спин-поляризованным и спин-неполяризованным основными состояниями в режиме дробного квантового эффекта Холла при факторе заполнения  $2/3$  в сравнении с характером фазового перехода в наклонную антиферромагнитную фазу в двуслойных системах. Продемонстрировано наличие двух различных сценариев фазового перехода в этих случаях.

## Глава 5

# Реконструкция объёмного и краевого спектров в двумерной электронной системе с сильным спин-орбитальным взаимодействием

### 5.0.1 Литературный обзор и постановка задачи

незатихающий интерес к исследованию полупроводниковых систем с сильным спин-орбитальным (СО) взаимодействием связано, с одной стороны, с их фундаментальными физическими свойствами, а с другой - с возможными применениями в спинтронике. С точки зрения возможных приложений, СО взаимодействие открывает путь к управлению спином электрона при помощи электрических полей [95]. С точки зрения фундаментальной науки, СО взаимодействие это пример релятивистского эффекта, проявляющегося в рамках физики твёрдого тела [96]. В наше время интерес к такого рода системам только возрос в связи с исследованиями топологических изоляторов - СО-подобный член 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 систем на новые направления физических исследований.

Из всех полупроводниковых систем с сильным СО 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 [97] 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 [97]; (iii) сильным СО взаимодействием типа Рашбы [98]; (iv) большим затравочным  $g$ -фактором, который подвержен дополнительному увеличению за счёт обменных эффектов [99, 100, 101]  $g^* \leq 30$ .

Такой набор параметров делает систему крайне удобной для исследований в режиме квантового эффекта Холла. Были исследованы переходы между состояниями КЭх с различной спиновой поляризацией [101] при факторах заполнения  $\nu = 4, 6, 8, 10, 12$ . Такие переходы были вызваны увеличением отношения зеемановской к циклотронной энергии при наклоне магнитного поля по

отношению к нормали к образцу. Измеренный  $g$ -фактор оказался увеличен за счёт обменных эффектов [101].

Однако, даже в нормальных (перпендикулярных плоскости двумерной системы) магнитных полях сильное СО 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, описываемые следующим соотношением

$$E_{N_L}^s = \hbar\omega_c \left[ N_L + \frac{1}{2}s \sqrt{\left(1 - |g| \frac{m}{2m_0}\right)^2 + \frac{\gamma}{B} N_L} \right], \quad (5.1)$$

где  $s = \pm 1$  для  $N_L = 1, 2, 3, \dots$  и  $s = +1$  для  $N_L = 0$ ,  $m = 0.035m_0$  эффективная электронная масса [101],  $\gamma$  определяет силу СО взаимодействия.

В пределе экстремально высоких магнитных полей спектр (5.1) представляет собой хорошо известную лестницу уровней Ландау, расщеплённых по спину. Уменьшение магнитного поля эквивалентно адиабатическому включению СО взаимодействия, в силу увеличивающегося члена  $\frac{\gamma}{B}$  в (5.1). Важно отметить, что СО взаимодействие влияет даже на систематику уровней, см. Рис. 5.1. Например, два нижних уровня с отрицательным  $s$  (т.е. 1,  $-$  и 2,  $-$ ) пересекут нечувствительный к СО члену уровень  $N_L = 0$ , как изображено на Рис. 5.1. 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 увеличению за счёт обменных эффектов при нечётных факторах заполнения [101, 16].

В режиме КЭХ объёмный и краевой спектры взаимосвязаны, благодаря специфической топологии КЭХ [6]. Таким образом, объёмная реконструкция спектра должна проявляться и в краевом спектре и может быть исследована с помощью методик, развитых в данной работе.

В данной части работы мы экспериментально демонстрируем одновременную реконструкцию краевого и объёмного спектра двумерной системы, вызванную 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  $\nu = 1$ .

### 5.0.2 Образцы $In_xGa_{1-x}As$

Образцы для данной части работы были выращены в установке молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Активные слои структуры состоят из 20-нм  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовой ямы, окружённой нижним 50-нм и верхним 120-нм слоями  $In_{0.75}Al_{0.25}As$  барьеров. Детали роста таких структур могут быть найдены в работе [103]. Образцы не были специально допированы, в таких структурах двумерный электронный газ возникает в квантовой яме благодаря глубоким донорным уровням In в InAlAs барьерах [104]. Подвижность при 4 К порядка

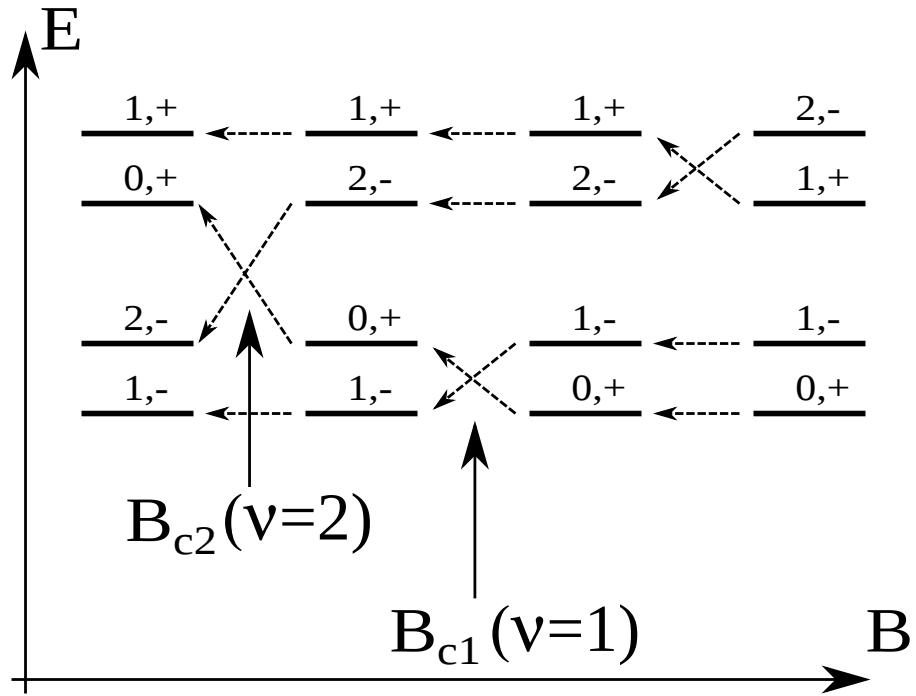


Рис. 5.1: Схематическая диаграмма систематики уровней энергии для спектра, заданного соотношением (5.1) для  $N_L = 0, 1, 2$ ,  $s = \pm$ . Показаны только относительное расположение уровней энергии, безотносительно к реальным значениям энергии уровня. В пределе экстремально высоких магнитных полей спектр (5.1) представляет собой хорошо известную лестницу уровней Ландау, расщеплённых по спину. Уменьшение магнитного поля эквивалентно адиабатическому включению СО взаимодействия, в силу увеличивающегося члена  $\frac{\gamma}{B}$  в (5.1). Это приводит к пересечениям уровней с разными значениями  $s$  в критических полях  $B_c$ , как может быть получено прямым вычислением из формул (5.1).

$5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ , при электронной концентрации  $4.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Образцы изготовлены в геометрии квази-Корбино (см. Методику) с шириной щели в затворе 2 мкм, см. Рис. 1.10. Процессинг таких структур имеет свои особенности: омические контакты не вжигались, а выполнялись простым термальным напылением Ni и Au на место контактной площадки с обязательным пересечением края мезы. Этого было достаточно для получения надёжного омического контакта при низкой температуре, а отсутствие нагрева образца, необходимого для вжигания контактов при процессинге GaAs структур, позволяло сохранить высокую подвижность. С другой стороны, наличие контакта к двумерному газу на травлёном краю мезы приводило к трудностям при изготовлении затвора [97]. Для того, чтобы полностью избежать утечки при низкой температуре, мы после изготовления контактов наносили на весь образец 400 нм слой монооксида кремния SiO, оставляя окна на месте контактных площадок, и лишь потом напыляли тонкий алюминиевый затвор. Напыление слоя SiO проводилось термическим распылением монооксида кремния из "конфетки" отверстиями малого диаметра при минимально возможной температуре источника, с высокой скоростью (1.5-2 нм в секунду), в грубом вакууме (около  $1 \cdot 10^{-4}$  торр, при постоянной откачке и контролируемом подсосе). Именно такие параметры (прямо противоположные обычным параметрам при нанесении тонких металлических плёнок) позволяют получать хорошо изолирующий слой монооксида кремния при низкой температуре. Кроме того, толщина слоя должна минимум в 1.5-1.7 раза превышать величину ступеньки мезы на травлёном краю. Данные параметры получились путём многочисленных тестовых напылений, консультации с литературой и специалистами в данном вопросе. В итоге нам удалось добиться отсутствия измеримой утечки между затвором и двумерным газом при температурах эксперимента (60 мК-1К) и для нашего диапазона затворных напряжений (-20 В-0 В). Представленные ниже результаты хорошо воспроизводимы в разных охлаждениях образца.

### 5.0.3 Экспериментальные результаты: веер Ландау

Мы исследовали реконструкцию объёмного спектра качественно при помощи построения так называемого веера Ландау, см. Рис. 5.2. Каждая экспериментальная точка обозначает позицию соответствующего состояния КЭХ на плоскости  $B, V_g$ . Для получения этих точек мы использовали два метода.

Первый метод базируется на магнетоемкостной технике, как описано в Методике. Достоинством данного метода является его независимость от реальной формы затвора. Постоянное затворное напряжение  $V_g$  модулировалось слабым (12 мВ) переменным, и мы измеряли переменный ток между затвором и одним из омических контактов при помощи локина, см. левую вставку в Рис. 5.2. В этом случае мнимая компонента тока отражает ёмкость образца, а реальная - пропорциональна  $1/\sigma_{xx}$  под затвором. В режиме КЭХ возникает провал в ёмкости и рост активной компоненты, и центр такой структуры мы использовали для получения точки на веере Рис. 5.2. Стоит отметить, что кривая на вставке отражает так называемый высокочастотный режим измерений, несмотря на предельно малую частоту модуляции 2 Гц.

Другим способом является прямое измерение  $1/\sigma_{xx}$  как двухточечного сопротивления между внешним и внутренним омическими контактами, см. правую вставку на Рис. 5.2. Область затворной щели слабо влияет на полученный сигнал в силу малого переноса заряда здесь в режиме малых разбалансов (для измерений задавался ток в 1 нА). Поскольку геометрия не является симметричной Корбино диском, измеренный сигнал содержит неизвестный геометрический фактор.



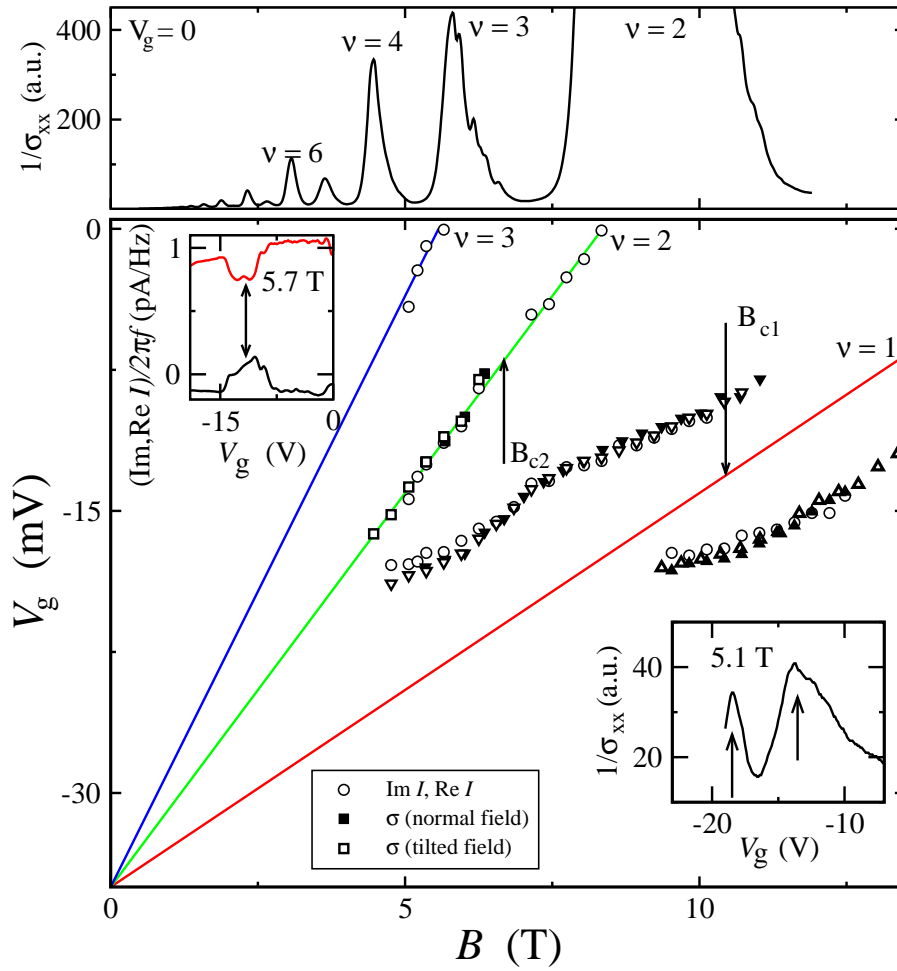


Рис. 5.2: (Верхняя панель) Осцилляции магнетосопротивления в геометрии Корбино  $1/\sigma_{xx}(B)$  при нулевом затворном напряжении. (Основной рисунок) Веера Ландау для двумерного электронного газа под затвором. Открытые кружки получены как центр структуры минимум/максимум для соответствующей ёмкостной кривой (пример кривой - на левой вставке). Остальные символы - по пикам магнетосопротивления  $1/\sigma_{xx}(V_g)$  (пример кривой - на правой вставке), для нормального магнитного поля (заполненные символы) и для наклонного (открытые символы, угол наклона  $\Theta = 27^\circ$ ). Эти данные хорошо совпадают, будучи построенными как функция нормальной компоненты магнитного поля, так что веер нечувствителен к компоненте магнитного поля в плоскости при малых углах наклона. Данные для факторов заполнения  $\nu = 2, 3$  сконцентрированы вдоль прямых линий, которые начинаются в одном и том же напряжении при нулевом значении магнитного поля, а их наклоны соотносятся как отношение факторов заполнения  $3/2$ . Такое поведение подтверждает прямую пропорциональность электронной концентрации затворному напряжению. Отсутствие точек около магнитного поля, обозначенного как  $B_{c2} = 6.7$  Т для линии, соответствующей  $\nu = 2$  демонстрирует отсутствие состояний КЭХ в этой области. В отличие от факторов заполнения 2 и 3, данные для  $\nu = 1$  отклонены от расчётной линии веера, несмотря на тот же диапазон затворных напряжений. Они сконцентрированы вдоль двух перекрывающихся ветвей, что означает конкуренцию двух основных состояний КЭХ, соответствующих  $\nu = 1$  около критического поля  $B_{c1} = 10.4$  Т. В малых магнитных полях линии веера для  $\nu = 1, 2$  обрываются примерно в поле 5 Тл из-за значительного снижения подвижности при малой концентрации носителей.

Вообще говоря, эти два метода не являются совсем независимыми, поскольку в высокочастотном пределе измеряется одна и та же физическая величина, зато совпадение экспериментальных точек веера, полученное с помощью этих двух методов гарантирует корректность определения положения состояния КЭХ даже для широких структур, типа представленных на вставках в Рис. 5.2.

Данные для факторов заполнения  $\nu = 2, 3$  сконцентрированы вдоль прямых линий, которые начинаются в одном и том же напряжении при нулевом значении магнитного поля, а их наклоны соотносятся как отношение факторов заполнения  $3/2$ . Мы надёжно определили значения факторов заполнения из широкого набора осцилляций  $1/\sigma_{xx}(B)$  при нулевом затворном напряжении, см. верхнюю панель Рис. 5.2. Такое поведение подтверждает прямую пропорциональность электронной концентрации затворному напряжению. В малых магнитных полях линии веера для  $\nu = 1, 2$  обрываются примерно в поле 5 Тл из-за значительного снижения подвижности при малой концентрации носителей [97].

Экспериментальный веера Ландау имеет три важных особенности. Первое, он зависит только от нормальной компоненты магнитного поля при малых углах ( $\Theta = 0, 27^\circ$ ) наклона поля по отношению к нормали к образцу. Это находится в хорошем соответствии с результатами работы [101], где влияние компоненты поля в плоскости наблюдалось только для очень больших углов наклона ( $\Theta > 80^\circ$ ). Второе, отсутствие точек около магнитного поля, обозначенного как  $B_{c2} = 6.7$  Т для линии, соответствующей  $\nu = 2$  демонстрирует отсутствие состояний КЭХ в этой области. Третье, в отличие от факторов заполнения 2 и 3, данные для  $\nu = 1$  отклонены от расчётной линии веера. Они сконцентрированы вдоль двух перекрывающихся ветвей. Поскольку эти данные получены в том же диапазоне затворных напряжений, что и для фактора заполнения 2, электронная плотность однозначно следует за затворным напряжением. Наличие двух ветвей в таком случае означает конкуренцию двух основных состояний КЭХ, соответствующих  $\nu = 1$  около критического поля  $B_{c1} = 10.4$  Т (см. раздел ... диссертации).

Веер Ландау отражает наличие/отсутствие состояния КЭХ, т.е. качественно отражает наличие щели в спектре на уровне Ферми при некоторых значениях  $(B, V_g)$ . Количественные измерения щели стандартными [17, 18] методами (активация, магнетоёмкость) в данной системе малоинформативны.  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовые ямы характеризуются [97] длиннопериодной модуляцией концентрации In, что приводит к длиннопериодным флуктуациям потенциала в яме. Это может быть видно по большой ширине структур минимум/максимум на вставках в Рис. 5.2. В таких условиях стандартные количественные методики измерения щели дадут величину, усреднённую по площади образца.

Вместо этого мы выполнили локальные измерения щели в несжимаемой полоске электронной жидкости на краю образца с соответствующим фактором заполнения  $\nu = 1, 2$  при помощи краевого транспорта.

#### 5.0.4 Экспериментальные результаты: локальные исследования на краю

как подробно описано в предыдущей Главе, транспортные измерения в геометрии квази-Корбино позволяют получить значение щели на уровне Ферми  $\Delta$  в несжимаемой полосе с заданным локальным фактором заполнения на краю образца.

Поскольку нам известен веер Ландау, мы обедняем двумерный газ под затвором до целого фактора заполнения  $\nu$  при данном значении магнитного поля  $B$ . При этом фактор заполнения в

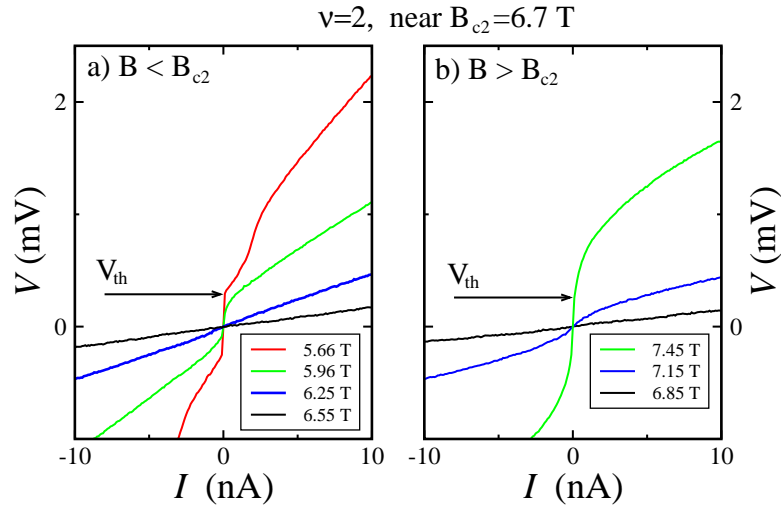


Рис. 5.3: Вольт-амперные кривые для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $\nu = 2$  на краю образца. Эволюция кривых показана вдоль линии веера Ландау  $\nu = 2$  на Рис. 5.2 при приближении к критическому полю  $B_{c2} = 6.7$  Тл со стороны малых  $B < B_{c2}$  (a) или больших  $B > B_{c2}$  (b) магнитных полей. Вдали от критических значений поля ВАХ сильно нелинейны с выраженным пороговым поведением правой (положительной) ветви. Значение порогового напряжения  $V_{th}$  отражает энергетическую щель  $\Delta$  внутри  $\nu = 2$  несжимаемой полосы:  $eV_{th} = \Delta$ . Порог  $V_{th}$  стремится к нулю при приближении к  $B_{c2}$ , что соответствует занулению щели при  $B_{c2}$ .

области затворной щели  $\nu_b > \nu$  не обязательно является целым. Таким образом, мы исследуем транспорт поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения  $\nu$ , задавая ток между контактами 1 и 3 (внутренний заземлён) и измеряя падение напряжения между контактами 2 и 4 на Рис. 1.10.

Рис. 5.3 демонстрирует эволюцию вольт-амперных кривых вдоль линии веера, соответствующей фактору заполнения 2, вокруг критического поля  $B_{c2} = 6.7$  Тл. Кривые сильно нелинейны вдали от этого поля (при хорошо развитом  $\nu = 2$  состоянии КЭХ) и становятся линейными в области исчезновения  $\nu = 2$  состояния КЭХ около  $B_{c2} = 6.7$  Тл.

Рис. 5.4 демонстрирует эволюцию вольт-амперных кривых для двух ветвей веера, соответствующих фактору заполнения  $\nu = 1$ . Нелинейность ВАХ уменьшается при движении по нижнеполевой ветви (a), и, наоборот, возрастает при движении от  $B_{c1}$  по верхнеполевой ветви (b). Вольт-амперные кривые с двух ветвей совпадают в поле  $B_{c1} = 10.4$  Тл.

Поскольку нелинейность ВАХ связана с деформацией потенциала внутри соответствующей несжимаемой полосы, мы используем порог на правой (положительной) ветви  $V_{th}$ , при котором появляется заметный ток, как меру энергетической щели  $\Delta = eV_{th}$  на уровне Ферми внутри несжимаемой полосы при локальном факторе заполнения  $\nu$ , поскольку именно положительный разбаланс  $V > 0$  в нашей схеме подключения уменьшает скачок потенциала в несжимаемой полосе, как было подробно описано в Методике. Интересно отметить, что на кривых Рис. 5.3, 5.4 асимметрия положительной и отрицательной ветвей не столь явно выражена, как на приведённых в Методике для систем на основе GaAs, что отражает не столь драматическую разницу расстояний между разными уровнями в спектре. То же самое наблюдалось и для ВАХ на двуслойных системах в GaAs. В нашем случае численные значения  $V_{th}$  осмысленно получать по отрыву то-

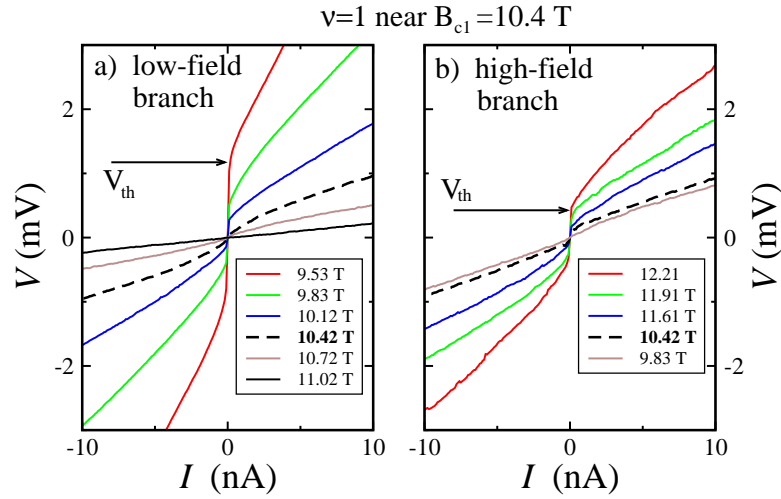


Рис. 5.4: Вольт-амперные кривые для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $\nu = 1$  на краю образца. Эволюция кривых показана вдоль двух ветвей веера Ландау для этого фактора заполнения: (a) вдоль верхней ветви, идущей из малых полей; (b) вдоль нижней ветви, идущей в сильные поля. Вдали от критического поля  $B_{c1} = 10.4$  Тл ВАХ сильно несимметричны, при этом положительная ветвь имеет выраженное пороговое поведение. При приближении  $B_{c1}$  порог  $V_{th}$  уменьшается до нуля при движении по нижнеполевой ветви (a), и, наоборот, возрастает при движении от  $B_{c1}$  по верхнеполевой ветви (b). Вольт-амперные кривые с двух ветвей совпадают в поле  $B_{c1} = 10.4$  Тл.

ка от нулевого значения на ВАХ, а не по экстраполяции, в силу того что фактор заполнения в объёме не всегда целый и правая ветвь выше порога, соответственно, не всегда линейна.

Полученные значения щели  $\Delta$  показаны на Рис. 5.5 для обоих факторов заполнения  $\nu = 1, 2$ . В малых магнитных полях ненулевые значения  $\Delta$  возникают одновременно с линиями веера на Рис. 5.2 и растут с магнитным полем. В более сильных полях зависимости  $\Delta(B)$  перестают быть монотонными: для фактора заполнения  $\nu = 2$  щель зануляется около  $B_{c2}$ ; для фактора заполнения  $\nu = 1$  в районе  $B_{c1} = 10.4$  Тл щель уменьшается до нуля при движении по низкополевой ветви веера и возрастает от нуля при движении по высокополевой линии веера. Зависимости  $\Delta(B)$  для обеих ветвей пересекаются в поле  $B_{c1} = 10.4$  Т. даже в максимальных достижимых в нашем эксперименте полях зависимость  $\Delta(B)$  для фактора заполнения 1 не является линейной, как можно было бы ожидать для зеемановского расщепления.

Это поведение  $\Delta(B)$  для обоих факторов заполнения в точности соответствует тому, что мы могли бы качественно ожидать из анализа веера Ландау. Аналогично вееру,  $\Delta(B)$  зависит только от нормальной компоненты магнитного поля при малых углах наклона  $\Theta = 0, 27^\circ$ . Важно отметить, что область щели в затворе не покрыта затвором, так что обнаруженное по вееру поведение не просто подтверждено в локальных измерениях, но подтверждено при измерениях в области свободной от затвора, т.е. связано собственно с двумерным газом.

Как было подробно описано в Методике и в предыдущей главе, локально измеренная щель  $\Delta$  свободна от влияния длиннопериодных флуктуаций потенциала. С другой стороны,  $\Delta$  есть щель подвижности и она систематически меньше чем спектральная щель в силу конечного уширения уровней Ландау примесным короткопериодным потенциалом. Будучи определённой по транспорту заряда, щель характеризуется импульсом и, таким образом, чувствительна к обменному

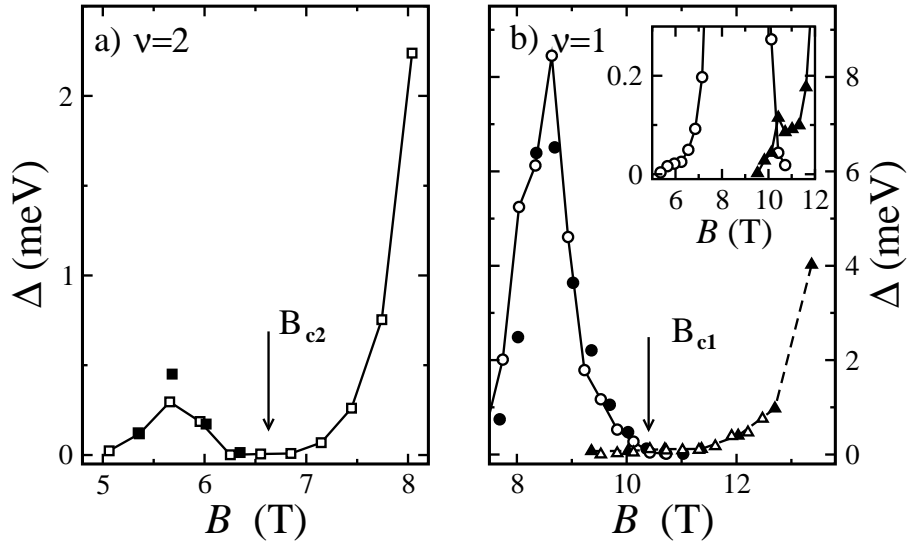


Рис. 5.5: Энергетическая щель  $\Delta$  в несжимаемой полоске с локальным фактором заполнения  $\nu_c = 2$  (a) и  $\nu_c = 1$  (b), полученная как порог положительной ветви вольт-амперной кривой  $\Delta = eV_{th}$ . Данные совпадают для нормального (открытые символы) и наклонного (заполненные символы) магнитного поля, будучи построены как функция нормальной компоненты магнитного поля. В слабых полях, ненулевая щель  $\Delta$  появляется одновременно с соответствующей линией веера. В более сильных полях зависимости  $\Delta(B)$  перестают быть монотонными: для фактора заполнения  $\nu = 2$  щель (квадраты) зануляется около  $B_{c2}$ ; для фактора заполнения  $\nu = 1$  в районе  $B_{c1} = 10.4$  Тл щель уменьшается до нуля при движении по низкополевой ветви веера (кружки) и возрастает от нуля при движении по высокополевой линии веера (треугольники). Зависимости  $\Delta(B)$  для обеих ветвей пересекаются в поле  $B_{c1} = 10.4$  Т. Даже в максимальных достижимых в нашем эксперименте полях зависимость  $\Delta(B)$  для фактора заполнения 1 не является линейной, как можно было бы ожидать для зеемановского расщепления.

увеличению [16].

### 5.0.5 Обсуждение результатов

Мы начнём обсуждение с краткого резюме полученных экспериментальных результатов: (i) при некоторых выделенных значениях магнитного поля происходит перестройка (реконструкция) энергетического спектра как в объёме образца, так и внутри отдельной несжимаемой полоски на краю; (ii) для фактора заполнения  $\nu = 2$  щель на уровне Ферми  $\Delta$  зануляется около магнитного поля  $B_{c2} = 6.7$  Тл, и восстанавливает ненулевые значения при изменении поля в обе стороны; (iii) для фактора заполнения  $\nu = 1$ , существует конкуренция двух различных состояний КЭХ, соответствующих  $\nu = 1$  вблизи критического поля  $B_{c1} = 10.4$  Тл.

Такое поведение невозможно для однослойной системы со слабым спин-орбитальным взаимодействием (например, в GaAs) при целочисленных факторах заполнения, см. предыдущие разделы этой главы. По этой причине мы вынуждены приписать наблюдаемые особенности влиянию сильного спин-орбитального взаимодействия.

В этом случае  $\nu = 2$  состояние КЭХ ведёт себя так, как можно было бы ожидать из одночастичного спектра Рашбы (5.1), см. так же Рис. 5.1. В окрестности точки пересечения уровней  $B_{c2}$  щель зануляется, что приводит к исчезновению  $\nu = 2$  состояния КЭХ в этой окрестности.

Для фактора заполнения  $\nu = 1$  сосуществование двух состояний КЭХ не следует прямо из спектра (5.1), но может быть предвидено даже из этой одночастичной картины. Дело в том, что переход в поле  $B_{c1}$  есть переход между двумя спин-поляризованными состояниями КЭХ при  $\nu = 1$ , но с разными спиновыми поляризациями. По аналогии с переходом на факторе  $2/3$  в однослойной системе GaAs (см. предыдущий раздел), можно предположить сосуществование двух фаз, отвечающих разной спиновой поляризации, в окрестности точки перехода.

Исследования транспорта поперёк края добавляют дополнительные аргументы в пользу предложенной картины со-существования двух фаз. В силу нелинейности вольт-амперных характеристик для обеих ветвей веера на Рис. 5.4, на краю существуют две несжимаемые полосы. Обе полосы относятся к  $\nu = 1$  локальному состоянию КЭХ, но отклонены от точного локального фактора заполнения 1, подобно тому как две ветви веера отклонены от единой линии для объёмного веера Ландау на Рис. 5.2 (напомним, что плавный краевой потенциал при приближении к краю действует так же, как и потенциал затвора в объёме, уменьшая фактор заполнения, в данном случае - локальный). В этом месте стоит ещё раз упомянуть, что линейность линии веера, соответствующей  $\nu = 2$  подтверждает макроскопическую однородность образца.

Аккуратная интерпретация полученных для  $\nu = 1$  результатов, несомненно, требует привлечения многочастичных эффектов, которые, как известно, очень важны при нечётных факторах заполнения [16, 17, 18]. На данный момент мы не знаем расчётных работ, где бы многочастичные (хотя бы ограничься обменными) эффекты рассматривались для двумерных систем со спектром Рашбы (5.1). Первая и очень наивная попытка включить взаимодействие в одночастичную картину (5.1) могла бы выглядеть следующим образом: мы можем рассчитать поля  $B_{c1}$  и  $B_{c2}$  в рамках одночастичного спектра (5.1), после чего предположить что в поле  $B_{c1}$  должен входить не затравочный, а обменно-усиленный эффективный  $g$ -фактор, что позволит вычислить его из экспериментальных значений критических полей.

Выражения для  $B_{c1}$  и  $B_{c2}$  легко получаются для спектра (5.1):  $B_{c1} = \gamma/(2|g|\frac{m}{m_0})$  и  $B_{c2} = \gamma/(4 + 2|g|\frac{m}{m_0})$ . Использование увеличенного  $g$ -фактора для  $B_{c1}$  приводит к выражению  $g^* =$

$2\frac{m_0}{m}(B_{c2}/B_{c1}) \approx 30$  при  $\nu = 1$ , что укладывается в рамки известного и ожидаемого для InGaAs двумерных систем [99, 100, 101]. Более того, независимость результатов от угла наклона поля при малых углах так же свидетельствует в пользу обменного увеличения  $g$ -фактора [16, 50, 51]. Сравнение полей позволяет получить и параметр спектра, отвечающий за спин-орбитальное взаимодействие  $\gamma = 2|g^*|\frac{m}{m_0}B_{c1} \approx 28$  Тл. Полученное значение достаточно велико чтобы объяснить, почему экспериментально измеренная щель  $\Delta(B)$  для  $\nu = 1$  всё ещё не выходит на свою асимптотику в максимальных полях нашего эксперимента. Соответствующий параметр взаимодействия в гамильтониане Рашбы  $\alpha = \left(\frac{\hbar^3 e \gamma}{8m^2}\right)^{1/2} \approx 10^{-10}$  эВм находится на верхней границе значений, известных для InGaAs, т.е. достаточно разумен. Необходимо подчеркнуть, что предложенный способ учёта взаимодействия, несмотря на разумные значения полученных параметров, является достаточно наивным и может рассматриваться лишь как предварительный до появления сколь-либо полных теорий.

Стоит отметить, что спин-орбитальное взаимодействие типа Дрессельхауза приводит [96] к спектру, похожему на (5.1). Однако, полученное значение  $\gamma$  слишком велико для известной максимальной константы Дрессельхауза в таких системах ( $133 \text{ эВ}\text{\AA}^3$  в InAs), что находится в хорошем согласии с экспериментальными фактами [98], указывающими что именно спин-орбитальное взаимодействие типа Рашбы доминирует в узких несимметричных квантовых ямах  $In_xGa_{1-x}As$ .

## 5.1 Основные выводы Главы 5

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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  $\nu = 1$ .

## Глава 6

# Исследование транспорта поперёк края в режиме дробного квантового эффекта Холла

### 6.1 Литературный обзор и постановка задачи

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. Так, многие экспериментальные результаты, полученные в этой области, все еще ждут своего объяснения, и наоборот, многие теоретические предсказания так и не проверены на данный момент экспериментально. В этом литературном обзоре будет предпринята попытка описать состояние исследований на текущий момент так, как его понимает автор.

#### 6.1.1 Современное понимание дробного квантового эффекта Холла

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). Второй способ в теории дробного квантового эффекта Холла оказался самым продуктивным, с него мы и начнем.



## Вариационная функция Лафлина

Лафлин [105] предложил использовать для описания основного состояния в режиме дробного квантового эффекта Холла при  $\nu = 1/3$  волновую функцию вида

$$\Phi_m(z) = \prod_{i < j} (z_i - z_j)^m \prod_k \exp(-|z_k|^2 / 4l_h^2) \quad (6.1)$$

где  $z_i = x_i - iy_i$  - комплексная (в плоскости) координата частицы,  $l_h$  - магнитная длина.

Эта волновая функция обладает следующими достоинствами:

- При  $m = 1$  является точной волновой функцией полностью заполненного низшего уровня Ландау (для невзаимодействующих электронов)
- Антисимметрична по перестановке пары частиц при нечетном  $m$  (в силу степенного множителя  $(z_i - z_j)^m$ ) - т.е. учитывает фермионную статистику
- Зануляется при приближении частиц друг к другу (показатель степени  $m$  определяет скорость зануления) - учитывает динамическое отталкивание частиц
- Является точной для систем с малым числом частиц ( $N = 3 - 10$ ), что подтверждается численным расчетом (к этому утверждению надо относиться аккуратно, поскольку любое численное моделирование достаточно приближенно).

Предположив, что волновая функция основного состояния имеет вид (6.1), Лафлин провел вариационный расчет энергии основного состояния для дробных факторов заполнения типа  $\nu = 1/(2k + 1), k = 1, 2, 3, \dots$ , (так называемая основная лафлиновская последовательность) используя  $m$  как вариационный параметр. Оказалось, что

- Энергия основного состояния минимальна при  $m = 1/\nu = 3, 5, 7$  и в этих условиях ниже энергии основного состояния Вигнеровского кристалла (хотя при более низких  $\nu$  считается что основное состояние Вигнеровского кристалла лежит ниже по энергии).
- Элементарные возбуждения отделены от энергии основного состояния щелью с характерным масштабом энергии  $0.1e^2/\epsilon l_h$ , где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость.
- Элементарные возбуждения несут заряд  $e/m = e\nu$ .
- Из возбуждений с данным нечетным  $m$  можно сконструировать дочерние основные состояния с большим нечетным  $m$  - т.е. частично объясняется иерархия состояний в режиме ДКЭХ (данный результат получен уже не самим Лафлиным).

Последний результат является наиболее сложным для понимания в теории Лафлина, и он же дает путь проверки теории - из него прямо следует, что если ДКЭХ наблюдается для "пятых" дробных факторов заполнения ( $\nu = n/5, n = 1, 2, 3, 4$ ), он обязательно должен наблюдаться и на "третьих". Обратное же, вообще говоря, неверно. Данный факт всегда подтверждается в эксперименте - по мере совершенствования чистоты и однородности двумерной системы сначала проявляется ДКЭХ на "третьих" дробях, потом на "пятых" потом идут "седьмые" и т.д.

Другое предсказание теории Лафлина, допускающее независимую проверку - в теории заложена симметрия между основными состояниями для факторов заполнения  $\nu$  и  $(1 - \nu)$ . В частности, основное состояние для фактора заполнения  $\nu = 2/3$  может быть построено как основное

состояние для дырок с фактором заполнения  $\nu = 1/3$  на фоне полностью заполненного нижнего уровня Ландау. В силу способа построения, это состояние может быть построено и как спин-поляризованное, и как спин-неполяризованное [106]. В слабых магнитных полях энергетически выгоднее спин-неполяризованное основное состояние, в сильных - спин-поляризованное. Таким образом, при увеличении магнитного поля должен произойти фазовый переход из спин-неполяризованного в спин-поляризованное состояние. Такой фазовый переход действительно наблюдался экспериментально [25].

### Гипотеза о композитных фермионах

Другим подходом к описанию системы в режиме дробного эффекта Холла является гипотеза о композитных фермионах [107]. Рассмотрим гамильтониан системы взаимодействующих электронов:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{(p_i + \frac{e}{c} A_i)^2}{2m_b} + \sum_{i \neq j} V(r_i - r_j) + \sum_{i=1}^N U(r_i) \quad (6.2)$$

Здесь первый и последний члены описывают движение одного электрона в магнитном поле и внешнем скалярном потенциале (см. начало первой части обзора), а второй - парное взаимодействие электронов. Понятно, что решить уравнение Шредингера для большого числа частиц с таким гамильтонианом точно - невозможно.

Идея метода состоит в том, чтобы заменить реальный гамильтониан на модельный. Физически переход к модельному гамильтониану выполняется прикреплением к каждому электрону 2-х квантов магнитного потока, направленных против внешнего поля и выполняется точное преобразование исходного гамильтониана. Далее, магнитный потоки, привязанные к электронам "размазываются" по образцу, и рассматривается движение одной такой частицы (композитного фермиона) в среднем поле (фиктивном усредненном вектор-потенциале) всех остальных частиц и внешнем магнитном поле. Член со взаимодействием в таком подходе не преобразуется (по этой причине не происходит преобразования эффективной массы - она остается зонной), и фактически далее не используется.

Модельный гамильтониан запишется как

$$H_{CF} = \frac{(p + \frac{e}{c} A - \frac{e}{c} \langle a(r) \rangle)^2}{2m_b} + U(r), \quad (6.3)$$

где  $\langle a(r) \rangle$  и есть фиктивный усредненный вектор-потенциал. Заметим, что этот гамильтониан уже одночастичный и допускающий точное решение (известное как квантование Ландау).

В результате новые частицы движутся уже в эффективном магнитном поле  $B^* = B(1 - 2\nu)$ , для них возникают уровни Ландау, разделенные "циклотронной" энергией  $\hbar \frac{eB^*}{m_b c}$  и дробный эффект Холла может быть описан как целочисленный квантовый эффект Холла для композитных фермионов. Факторы заполнения электронов и композитных фермионов связаны как  $p = \nu/(1 - 2\nu)$ ,  $p = 1, 2, 3, \dots$

К достоинствам теории композитных фермионов следует отнести легкость объяснения иерархии уровней в ДКЭХ, легкое введение спина (как дополнительного Зеемановского расщепления уровней композитных фермионов), и, самое главное, введение нового характерного размера - обратного фермиевского импульса, который проявляется в экспериментах по фокусировке [108].

К недостаткам теории композитных фермионов следует отнести неправильный масштаб энергии возбуждения в режиме ДКЭХ (т.е. циклотронной энергии композитных фермионов, если не

предполагать преобразования эффективной массы, как и требует модельный гамильтониан). С этой проблемой обычно справляются вводя эффективную массу композитных фермионов так, чтобы энергия возбуждения вела себя так же, как и в теории Лафлина (легко заметить, что эффективная масса при этом корневым образом зависит от магнитного поля). Можно, по-видимому, считать, что опущенный при переходе к модельному гамильтониану член, описывающий взаимодействие, как раз и приводит к перенормировке эффективной массы. К сожалению, данный способ невозможно последовательно обосновать в рамках описываемого подхода композитных фермионов.

Таким образом, единая, последовательная и самосогласованная теория дробного эффекта Холла на данный момент отсутствует. В дальнейшем изложении мы будем использовать оба подхода по мере необходимости, как это принято в современной научной литературе.

### 6.1.2 Край образца в режиме дробного квантового эффекта Холла

#### Построение формализма Бюттикера-Ландауэра - случай резкого краевого потенциала

Как и в режиме целочисленного КЭХ, рассмотрим вначале предельный случай краевого потенциала как бесконечно высокой резкой потенциальной стенки [109].

Энергия основного состояния для дробного КЭХ поднимается вверх по мере приближения к краю системы с бесконечно резким краевым потенциалом. Как и в режиме целочисленного КЭХ, холловский ток переносится основным состоянием под уровнем Ферми (мы будем продолжать называть уровень электрохимпотенциала уровнем Ферми, как это принято в научном сообществе, хотя надо понимать что такое название вообще говоря некорректно), а полный холловский ток вдоль одного края образца определяется электрохимпотенциалом края. Неравновесный ток, как и в режиме ЦКЭХ, определяется разностью электрохимпотенциалов краёв и может быть представлен как разность токов краевых состояний:  $I = (ev/h)\Delta\mu$ , где  $\Delta\mu$  - разность электронных электрохимпотенциалов краёв. Стоит напомнить, что ток переносится основным состоянием дробного КЭХ, а не квазичастичными возбуждениями.

Такое описание годится, однако, лишь для простых состояний из основной лафлиновской последовательности - факторов заполнения типа  $\nu = 1/3, 1/5, 1/7, \dots$ . Для остальных картина на краю образца будет более сложной. Для фактора заполнения  $\nu = 2/3$ , например, основное состояние, согласно Лафлину [105], конструируется как дырочное на фоне полностью заполненного нижнего уровня Ландау. Соответственно, в предложенном описании будут сосуществовать [109] противоположно направленные краевые токи этих состояний. Полный краевой ток определяется суммой этих токов (реальное распределение токов, переносимых разными модами для таких факторов заполнения может оказаться ещё более сложным [30], см. следующую главу, но полный ток останется тем же). Теперь можно ввести матрицу коэффициентов прохождения и, таким образом, завершить построение формализма Бюттикера для ДКЭХ [109].

Эти же результаты достаточно естественно возникают и в подходе композитных фермионов [110] - в этом случае мы рассматриваем одночастичные уровни Ландау композитных фермионов, которые, будучи эквидистантными в объеме образца, загибаются вверх у края. Количество уровней (т.е. количество краевых состояний) определяется количеством уровней Ландау для композитных фермионов, т.е. конкретным дробным фактором заполнения. Например, это одно состояние для  $1/3$  и два - для  $2/3$ , в полном согласии с предыдущим изложением [109]. Расчет тока

по краевым состояниям [110] несколько труднее в этом случае (в силу отличия химпотенциалов электронов и композитных фермионов), но приводит к тем же результатам.

### Построение формализма Бюттикера-Ландауера - случай плавного краевого потенциала

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.

Было показано [111], что для достаточно чистой системы и достаточно сильного магнитного поля на краю возникают несжимаемые полосы 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 полосы 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 щель на уровне электрохимпотенциала между основным и возбужденным состояниями. На краях каждой несжимаемой полоски эта щель схлопывается. Бездиссипативный холловский ток, как и в случае целочисленного КЭХ, переносится основным состоянием, 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 [111] аналог формализма Бюттикера-Ландауера:

$$I_i = \frac{e}{h} \left( \nu_i \mu_i + \sum_{j \neq i} T_{ij} \mu_j \right), \quad (6.4)$$

где  $I_i$  - ток, переносимый краевыми состояниями, вытекающими из контакта  $i$ ,  $\mu_i$  - электрохимпотенциал контакта  $i$ ,  $\nu_i$  - максимальный фактор заполнения для несжимаемых полосок, вытекающих из контакта  $i$ .

Легко заметить, что чисто математически в приведённом соотношении содержатся как частный случай как соотношения Бюттикера-Ландауера для целочисленного случая (соответствует целому  $\nu_i$ ), равно так и результат [109] для резкого краевого потенциала. Это и есть проявление того факта, что формализм Бюттикера-Ландауера является достаточно общим интегральным соотношением, независимым от деталей структуры края.

Для проверки формализма, как и в целочисленном случае, необходимо поместить поперек образца пересекающий затвор и обеднить систему под затвором до фактора заполнения одной из краевых полосок. Такие эксперименты показали превосходное согласие расчета и измерений в режиме дробного КЭХ при различных комбинациях токовых и потенциальных контактов [112].

Подход композитных фермионов оказывается неудачным для анализа мягкого края. Приводя в итоге к тем же соотношениям Бюттикера-Ландауера и структуре полос электронной жидкости [110, 113], он содержит серьезные технические сложности. Действительно, при факторах

заполнения в объеме, больших  $1/2$ , (например  $2/3$ ) и медленном уменьшении электронной плотности к краю образца, приходится пройти область локального фактора заполнения  $1/2$ . Этой области соответствует нулевое значение эффективного магнитного поля и, соответственно, бесконечное количество заполненных уровней Ландау для композитных фермионов, т.е. вблизи этой области должно существовать бесконечное количество краевых состояний, направленных в противоположные стороны и почти полностью компенсирующих друг друга [110, 113].

### Структура края для реальных краевых потенциалов

Здесь остается лишь ответить на вопрос, при каких условиях реальный край системы можно считать мягким? Ответ был дан в нескольких работах, где численный расчет как с использованием волновой функции Лафлина [30], так и в подходе композитных фермионов [113] показал, что структура полосок сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости возникает уже при ширине края в 5-6 магнитных длин. Иными словами, все реальные потенциалы (травленный край мезы, как самый распространенный случай, и конечно электростатический край) удовлетворяют этому условию.

### Коллективные моды на краю

Для корректного описания двумерной системы в режиме дробного КЭХ существенным является вопрос о так называемых коллективных модах. Как обычно, физическую природу возникновения коллективных мод проще всего рассмотреть для случая целочисленного КЭХ [36]. Представим, что мы создали на краю двумерной системы небольшую флуктуацию заряда. Такая флуктуация сопровождается возникновением электрического поля, стремящегося "размазать" флуктуацию по всей системе. В режиме КЭХ, однако, в силу нулевой диссипативной проводимости  $\sigma_{xx}$  такая флуктуация оказывается долгоживущей, а в силу ненулевой холловской проводимости  $\sigma_{xy}$  двигается вдоль края в направлении дрейфа электронов со скоростью, определяемой  $\sigma_{xy}$ . Это коллективное возбуждение, называемое краевым магнетоплазмон, характеризуется бесщелевым спектром и большим временем жизни в режиме КЭХ [36].

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. 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 [114]. 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 [115, 116]. 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 характеристикой  $I \sim \int D(eV)dV \sim V^{1/g}$ , где для константы взаимодействия Латтинжеровской жидкости  $g$  имеется универсальное соотношение  $g = 1/\nu$  для факторов заполнения  $\nu$  из основной лафлиновской последовательности.

С точки зрения функции распределения по импульсам для исходных частиц (электронов), нефермиевское поведение проявляется в исчезновении ферми-ступеньки в функции распределения. Ступенька заменяется областью конечной ширины, в которой функция распределения плавно спадает до нуля, причем ширина этой области тем больше, чем сильнее взаимодействие. Конечная температура также вызывает размытие ферми-ступеньки, так что нефермиевские эффекты должны проявляться ниже некоторой характерной температуры. Было показано [31] что имеются универсальные скейлинговые соотношения для температурной зависимости туннельной плотности состояний и, соответственно, вольт-амперных характеристик:  $I \sim T^{1/g}$ , с тем же универсальным поведением  $g = 1/\nu$  для основной лафлиновской последовательности. Эти же результаты были подтверждены и в подходе композитных фермионов [117].

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 постараемся, однако, избегать термина "краевое состояние" поскольку в литературе так называют и сами коллективные моды на краю.

## Основные эксперименты по туннелированию в край

Экспериментально исследования в этой области, в основном, сводятся к анализу процессов туннелирования в край двумерной системы. Действительно, как было экспериментально показано [118, 119, 120] для обоих режимов целочисленного и дробного КЭХ, скорость распространения коллективных возбуждений в основном определяется холловской проводимостью  $\sigma_{xy}$  и малочувствительна к структуре края и особенностям возбуждения коллективных мод.

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 [121, 122], в силу мягкости края системы. В режиме дробного КЭХ, была предпринята попытка реализовать случай резкого краевого потенциала. Для этого была применена так называемая техника наращивания на сколотый край [123]: после выращивания высокоподвижной двумерной системы, прямо в установке молекулярно-лучевой эпитаксии, в условиях высокого вакуума, проводится скол боковой поверхности образца. Затем образец поворачивается сколом вверх, и дальнейший рост проводится на сколотую поверхность. Простейший вариант - наращивается туннельный барьер, а затем - сильнолегированная область, для образования туннельного контакта. В экспериментах [123, 124] были продемонстрированы степенные вольт-амперные ха-

раактеристики при туннелировании в край и температурное скалирование этих характеристик с показателями степеней, близкими к предсказанным [14, 31] для фактора заполнения  $\nu = 1/3$ . Тем не менее, различие теории и эксперимента оказалось значительно [124] вне окрестности  $\nu = 1/3$ . 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 [32]. Краевые коллективные моды возникают на границах полос несжимаемой электронной жидкости [30]. Кроме того, в силу близости краев таких полосок и дальнедействующего характера электрических полей, эти моды взаимодействуют друг с другом [32], что позволяет сказать, что коллективные возбуждения на мягком краю ДКЭХ более всего напоминают сложные магнетоплазменные моды, впервые предложенные для целочисленного случая [125]. В результате [32], 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. Этим, по-видимому, и объясняется расхождение с теоретическими ожиданиями в работах [123, 124].

Отдельно стоит упомянуть эксперименты на сужениях (квантовых точечных контактах) [126]. В этих экспериментах сужение в двумерной области создается с помощью двух затворов, близко подходящих друг к другу. Структура полос сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости, существующая у каждого из затворов, и близкое расположение затворов позволяют исследовать транспорт поперек края в таких системах. К сожалению, из-за дальнедействующего характера полей затворов, приложенное поперек края напряжение деформирует электронную плотность между затворами (так сказать внутри точечного контакта). Эта перестройка электронной плотности и является основным экспериментальным эффектом в таких исследованиях [126].

### 6.1.3 Постановка задачи

Мы использовали [45, 46, 127, 128, 129] 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 [115, 116]. 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 [22, 130, 131], как и в режиме целочисленного КЭХ, в геометрии Холл-бар (холловский мостик) с двумя пересекающимися затворами. Оказалось, что длина установления равновесия между краевыми состояниями в режиме дробного КЭХ имеет порядок десятка микрон, что значительно меньше, чем в целочисленном режиме.

На Рис. 6.1 показана структура полос сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости в

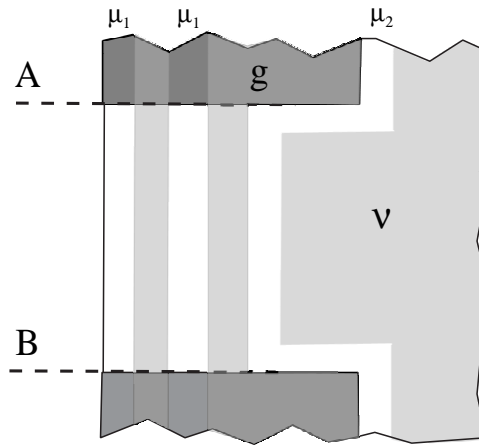


Рис. 6.1: Структура полос сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости в области взаимодействия краевых состояний для факторов заполнения  $\nu = 1, g = 2/3$  (из работы [127]). Для факторов заполнения  $\nu = 1, g = 1/3$  изменится лишь количество сжимаемых полос под затвором, и, соответственно, транспорт будет проходить через полосу, соответствующую  $\nu_c = 1/3$ .

области затворной щели такого образца для факторов заполнения  $g = 2/3$  под затвором и  $\nu = 1$  вне затвора. Данная схема построена по данным магнеторезистивных и магнетоемкостных исследований (подробно см. в Методике). Так, исследования магнетосопротивления в режиме КЭХ позволяют найти поле, соответствующее, например, фактору заполнения  $\nu = 1$  в непокрытой затвором части образца. Дальнейшие измерения емкости между двумерной системой и затвором при понижении электронной концентрации под затвором позволяют найти значения дробных факторов заполнения, при которых имеет место режим КЭХ в данном образце и в данных магнитных полях при понижении электронной концентрации. Поскольку при приближении к краю так же имеет место плавное понижение электронной концентрации (см. предыдущее изложение), мы можем уверенно полагать, что в данном образце на краю возникнут несжимаемые полосы для тех же факторов заполнения, что наблюдались при понижении электронной концентрации под затвором.

Так, для фактора заполнения 1 в объеме, в образце из работы [127] при приближении к краю возникают несжимаемые полосы с локальными факторами заполнения  $2/3$  и  $1/3$ . Выбирая фактор заполнения под затвором из этих двух значений, мы выбираем несжимаемую полосу, через которую будет изучаться транспорт.

Как и в случае целочисленного КЭХ, основным инструментом изучения транспорта является анализ вольт-амперных кривых. Измерения транспорта через несжимаемую полосу могут проводиться двумя способами - при задаче тока и при задаче напряжения. В силу особой чувствительности режима дробного КЭХ к качеству образцов, для определения надежности получаемых результатов было необходимо в каждом случае проверять согласие двух этих способов измерения вольт-амперных характеристик, независимо оценивать сопротивление и качество контактов из магнеторезистивных исследований, использовать разные образцы и их охлаждения, сравнивать результаты с известными для режима целочисленного КЭХ.

Как и в режиме целочисленного КЭХ, меняя длину области взаимодействия по отношению к длине выравнивания (которая зависит от температуры и магнитного поля) между краевы-



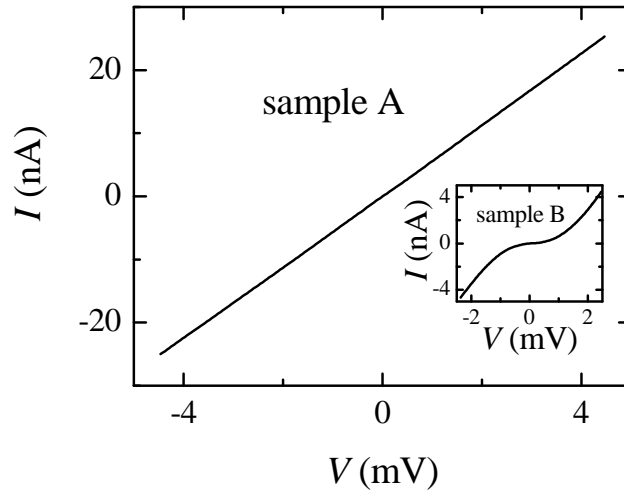


Рис. 6.2: Примеры линейной и сильно нелинейной вольт-амперных характеристик на образцах с разной шириной области взаимодействия для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$  (из работы [127]).

ми состояниями можно изучать транспорт либо в режиме полного уравнивания (линейные вольт-амперные характеристики), либо в неравновесном режиме (сильно нелинейные ВАХ). Примеры как линейной, так и нелинейной вольт-амперной характеристик показаны на Рис. 6.2 для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$ . Дальнейшее изложение будет посвящено подробному анализу таких кривых.

## 6.2 Установление равновесия на краю на больших масштабах длин

### 6.2.1 Образцы

Высококачественный двумерный электронный газ получался в образцах, представляющих собой одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs, выращенный с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Двумерный газ расположен в 150 нм под поверхностью кристалла. Подвижность при температуре 4 К равна  $1.83 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при электронной концентрации  $8.49 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . С помощью стандартных магнетотранспортных и магнетоемкостных методик тщательно проверялось качество контактов и однородность образца. Для получения оптимальных параметров была разработана методика медленного охлаждения образца от комнатной температуры к 1 К, позволяющая получать хорошо воспроизводимое, стабильное и однородное состояние образца (что было проверено на нескольких образцах из разных шайб).

В описанных образцах хорошо видны оба состояния дробного КЭХ при объёмном факторе заполнения  $2/3$  - спин-поляризованного (SP) в поле  $B = 5.18$  Тл и спин-неполяризованного (SU) в поле  $B = 4.68$  Тл, что позволяет проводить измерения в двух этих состояниях.

### 6.2.2 Экспериментальные результаты

В работе [46] исследование влияния коллективных мод на процесс установления равновесия на краю было проведено при изменении щели в затворе (области взаимодействия). Задачей исследо-

вания являлось осуществить трансформацию вольт-амперной кривой из нелинейной в линейную на одном образце в одном охлаждении и при одной температуре. Для осуществления этих исследований использовался модифицированный дизайн образцов - с дополнительным затвором в области затворной щели (см. методику).

Область щели в затворе у внешней границы сделана макроскопически большой, около 800 микрон. В эту область помещался дополнительный затвор, отделенный от основного щелями по 5 микрон шириной. Таким образом, измерения можно было проводить в двух режимах:

- Дополнительный затвор заземлен, электронная концентрация под ним равна концентрации вне затвора. При этом область взаимодействия краевых состояний имеет ширину 800 микрон
- Дополнительный затвор находится под потенциалом основного и разделяет краевые состояния (ширина затвора 200 микрон, что достаточно для полного прекращения транспорта между краевыми состояниями) - одно идет под затвором, другое - по его краю. Существуют 2 области взаимодействия краевых состояний, по 5 микрон шириной, разделенные на макроскопическую длину и потому независимые. Полная ширина области взаимодействия в этом случае 10 микрон.

Таким образом, снимая и прикладывая напряжение на дополнительный затвор, можно было управлять шириной области взаимодействия.

Трансформация вольт-амперных кривых для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$  при изменении области взаимодействия с 10 до 800 микрон показана на Рис. 6.3. Как и ожидалось для этих факторов заполнения, кривые из слабо-нелинейных трансформируются в линейные, чей наклон совпадает с ожидаемым из расчета в рамках формализма Бюттикера-Ландауера. Линейность центрального участка кривых, полученных для узкой области взаимодействия, означает, что при малых разбалаксах длина уравнивания не больше длины области взаимодействия, что позволяет грубо оценить ее масштаб в 10 микрон. Это соответствует результатам работ [130, 131], выполненных как раз при малых разбалаксах.

Наиболее неожиданным результатом является трансформация кривых для факторов заполнения  $\nu = 2/5, g = 1/3$  (на Рис. 6.4). Слабо-нелинейная ВАХ (полученная для малой ширины области взаимодействия), идущая выше равновесной расчетной кривой, позволяет оценить длину выравнивания между краевыми состояниями в величину, большую 10 микрон. При увеличении длины области взаимодействия, ВАХ остается слабо-нелинейной (см. вставку к Рис. 6.4), но лежит *ниже* равновесной расчетной кривой, что в терминах одночастичной картины Бюттикера-Ландауера соответствовало бы *избыточному* (более чем на четверть) переносу заряда. Нелинейные кривые для обеих ширин области взаимодействия могут быть соскалированы в одну при растяжении (или сжатии) по оси токов, при этом коэффициент скалирования в 40 раз меньше чем отношение длин областей взаимодействия.

### 6.2.3 Обсуждение

Следует отметить, что эксперименты с краевыми состояниями для факторов заполнения, отличных от  $2/3$  и  $1/3$ , до работы [46] не проводились. Чем же выделен фактор заполнения  $2/5$ ?

Структура полос несжимаемой электронной жидкости для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$  и  $\nu = 2/5, g = 1/3$  качественно схожа. Более того, транспорт идет через одну и ту же несжимаемую полосу, соответствующую локальному фактору заполнения  $1/3$ . Однако, ширина сжимае-

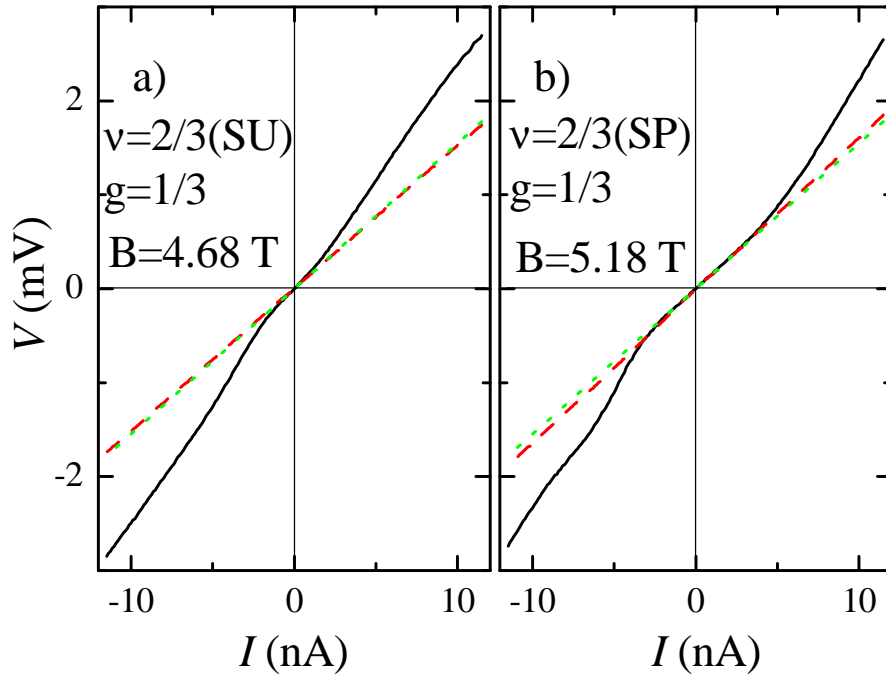


Рис. 6.3: Трансформация вольт-амперной кривой при увеличении области взаимодействия для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $g = 1/3$  для двух спиновых состояний фактора заполнения  $\nu = 2/3$  в области щели в затворе: (а) спин неполяризованное (SU) состояние  $2/3$  ( $B = 4.68$  Т); (б) спин-поляризованное (SP) состояние  $2/3$  ( $B = 5.18$  Т). Сплошные кривые - для узкой (10 мкм) области взаимодействия, пунктир - для широкой области взаимодействия (800 мкм). Равновесная прямая, полученная в рамках формализма Бюттикера-Ландауера (с наклоном  $R_{eq} = 6h/e^2$ ), показана точками.

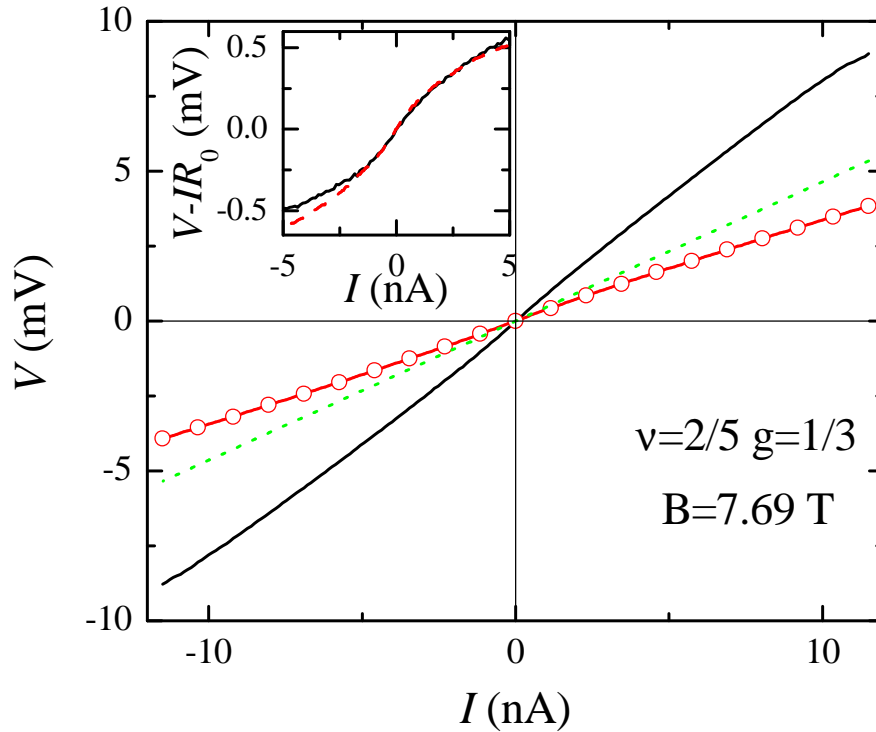


Рис. 6.4: Трансформация вольт-амперной кривой при увеличении области взаимодействия для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $g = 1/3$  при факторе заполнения  $\nu = 2/5$  в области щели в затворе. Сплошная кривая - для узкой (10 мкм) области взаимодействия, линия с открытыми кружками - для широкой области взаимодействия (800 мкм). Равновесная прямая, полученная в рамках формализма Бюттикера-Ландауера (с наклоном  $R_{eq} = 18h/e^2$ ), показана точками. Вставка показывает кривую для широкой области взаимодействия (пунктир), соскалированную к кривой для узкой области (сплошная) вдоль оси абсцисс (токов). Для того, чтобы подчеркнуть нелинейный характер обеих кривых, из них вычтен линейный ход  $IR_0$ , где  $R_0 = 28h/e^2$ . Магнитное поле 7.69 Тл.

мой полосы, отделяющей эту полосу от объема образца (находящегося в несжимаемом состоянии при  $\nu = 2/3$  или  $2/5$ ) различна в этих двух случаях. При одинаковом краевом потенциале эта ширина определяется разностью локальных факторов заполнения:  $2/3 - 1/3 = 1/3$  и  $2/5 - 1/3 = 1/15$ . Таким образом, объемный фактор заполнения  $2/5$  находится очень близко к несжимаемой полосе, через которую осуществляется транспорт. Это означает, что при транспорте через несжимаемую полосу с фактором заполнения  $1/3$  коллективные моды могут возбуждаться не только на границах полосы с фактором заполнения  $1/3$ , но и на границе объемного фактора заполнения  $2/5$  - т.е. мы имеем реализацию мягкой магнетоплазменной моды [125]. При этом, в силу особенного характера коллективных мод на границе  $2/5$ , их влияние на процессы установления равновесия ожидается значительным [33, 34]. Пор всей вероятности, невозможный в одночастичной картине "избыточный" перенос заряда при установлении равновесия является результатом возбуждения коллективных мод на краю несжимаемого состояния с фактором заполнения  $2/5$ .

### 6.3 Транспорт через отдельную несжимаемую полосу при сильном разбалансе. Зависимость длины установления равновесия от разбаланса.

Исследование уравнивания позволило экспериментально показать влияние коллективных мод на транспорт через несжимаемую полосу, по малю подходит для количественного анализа этих мод. Для этого более подходит транспорт на малых длинах области взаимодействия [128, 129] - фактически точечное возбуждение коллективных мод.

#### 6.3.1 Образцы

Высококачественный двумерный электронный газ получался в образцах, представляющих собой одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs, выращенный с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Двумерный газ расположен в 150 нм под поверхностью кристалла. Подвижность при температуре 4 К равна  $1.83 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при электронной концентрации  $8.49 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . С помощью стандартных магнетотранспортных и магнетоемкостных методик тщательно проверялось качество контактов и однородность образца. Для получения оптимальных параметров была разработана методика медленного охлаждения образца от комнатной температуры к 1 К, позволяющая получать хорошо воспроизводимое, стабильное и однородное состояние образца (что было проверено на нескольких образцах из разных шайб).

В описанных образцах хорошо видны оба состояния дробного КЭХ при объёмном факторе заполнения  $2/3$  - спин-поляризованного (SP) в поле  $B = 5.18$  Тл и спин-неполяризованного (SU) в поле  $B = 4.68$  Тл, что позволяет проводить измерения в двух этих состояниях.

В этих экспериментах ширина щели в затворе около внешней травлёной гнаницы образца была сделана равной  $L_{AB} = 0.5 \text{ мкм}$ , что позволяет надёжно реализовать режим сильного разбаланса  $L_{AB} \ll l_{eq}$ . Для избежания возможных паразитных эффектов, щель в затворе расширялась при удалении от края до нескольких микрон.

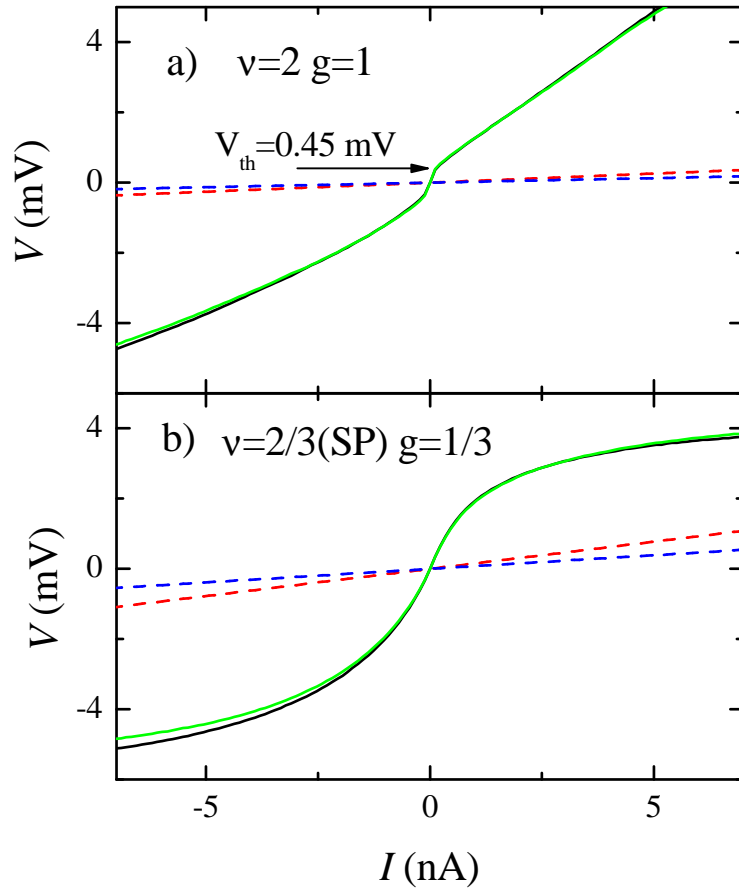


Рис. 6.5: Примеры вольт-амперных кривых на образцах с малой шириной области взаимодействия - 0.5 мкм, для транспорта через полосу несжимаемой электронной жидкости при целом ( $g = 1$  панель (a)) и дробном ( $g = 1/3$  панель (b)) локальном факторе заполнения. Фактор заполнения в области затворной щели  $\nu = 2$  ( $B = 1.67$  Тл) и  $2/3$  ( $B = 5.18$  Тл) соответственно для (a) и (b). Кривые показаны для двух разных комбинаций контактов. Показаны так же прямые, соответствующие полному равновесию (с равновесным наклоном  $R_{eq} = 2; 1; 6; 3h/e^2$ , полученным в рамках формализма Бюттикера-Ландауера).

### 6.3.2 Экспериментальные результаты

Рассмотрим ток, переносимый поперек несжимаемой полосы в зависимости от длины выравнивания (ср. [20]):

$$I = R_{eq}V(1 - \exp(-L_{AB}/l_{eq})), \quad (6.5)$$

Таким образом, при  $L_{AB} \ll l_{eq}$  форма вольт-амперной кривой напрямую отражает поведение длины выравнивания при изменении разбаланса между краевыми состояниями.

На Рис. 6.5 показаны примеры вольт-амперных характеристик для целых и дробных факторов заполнения на образцах с малой шириной рабочей области. В обоих случаях экспериментальные кривые идут значительно выше равновесных. Для целочисленных факторов заполнения выражено пороговое поведение положительной ветви, но наклон ВАХ после порога значительно превышает равновесный, что говорит о том, что ширина области взаимодействия в данном случае меньше, чем даже малая длина установления равновесия при высоких разбалансах. Кривые

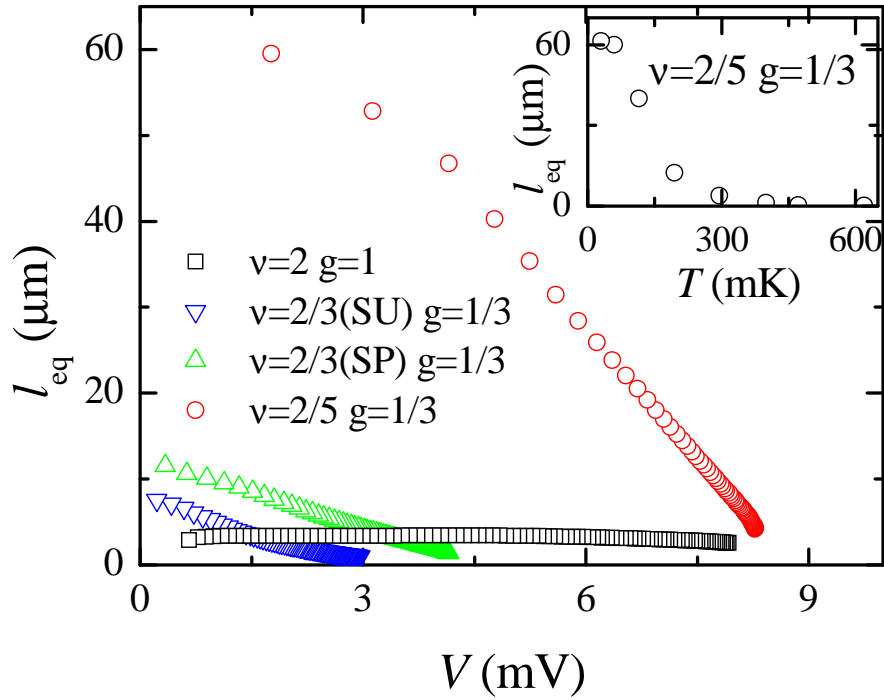


Рис. 6.6: Длина выравнивания  $l_{eq}$  для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $g$  в зависимости от величины разбаланса между краевыми состояниями. Вставка показывает температурную зависимость  $l_{eq}$  при факторах заполнения  $\nu = 2/5, g = 1/3$  ( $B = 7.69$  Тл), снятую при значении разбаланса  $V = 1.6$  мВ.

представлены для двух различных комбинаций контактов, разница между ними незначительна, так что ВАХ прежде всего отражают транспорт поперёк края в области щели в затворе. Всё это оправдывает использование формулы (6.5) для расчёта длины установления равновесия из экспериментальной ВАХ.

Результат расчёта длины установления равновесия, выполненного при помощи формулы 6.5 для разных факторов заполнения, показан на Рис. 6.6. 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 попероговом напряжении до малой величины около 2 мкм, которая практически не зависит от разбаланса; таким образом, при ширине щели в затворе 3-5 мкм выше порогового напряжения наблюдается полное уравнивание, т.е. линейный ход ВАХ с равновесным наклоном, как и было показано в предыдущих главах), для дробей - наблюдается монотонная степенная зависимость (при этом значения около нуля разбаланса соответствуют 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).

Такая разница в поведении длины установления равновесия при целых и дробных локальных факторах заполнения хорошо видна и в самих экспериментальных ВАХ, см. Рис. 6.5. Вольт-амперные характеристики для транспорта через полосу несжимаемой электронной жидкости при дробном локальном факторе заполнения качественно отличаются от целочисленного случая:

- на кривых нет порога,

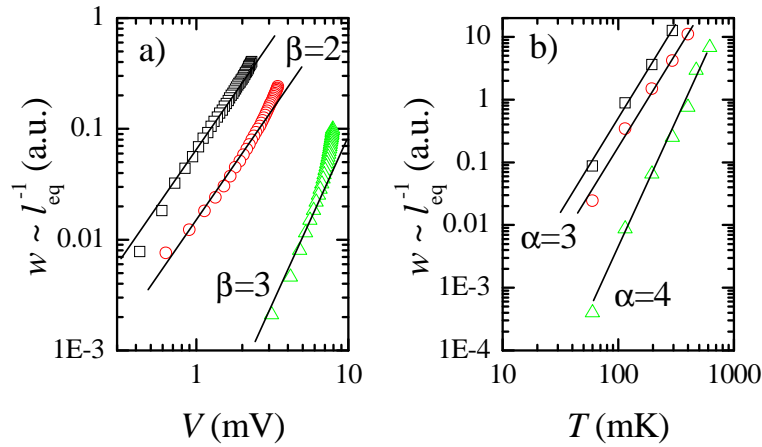


Рис. 6.7: Степенное поведение вероятности перехода  $w \sim I_{eq}^{-1}$ , показано как функция разбаланса при фиксированной температуре  $T = 30$  мК (а) и как функция температуры при фиксированном разбалансе  $V = 1.6$  мВ (б) в логарифмических координатах. Факторы заполнения  $\nu = 2/3(SU), g = 1/3$  (квадраты);  $\nu = 2/3(SP), g = 1/3$  (кружки);  $\nu = 2/5, g = 1/3$  (треугольники). Указаны соответствующие показатели степенных зависимостей.

- ВАХ сильно нелинейна во всем диапазоне напряжений,
- 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 (см. предыдущии главы).

### 6.3.3 Обсуждение

Феноменологическая длина выравнивания в формуле (6.5) отражает поведение вероятности перехода между краевыми состояниями на единицу длины  $l_{eq} \sim w^{-1}$ , которая может быть записана как произведение одночастичной проницаемости потенциального барьера и туннельной плотности состояний  $w \sim T_0(V)D(V, T)$ . Именно изменением одночастичной проницаемости туннельного барьера  $T_0(V)$  объясняется вид ВАХ при целых факторах заполнения. При разбалансах, превышающих спектральную щель  $T_0(V)$  фактически не зависит от разбаланса, что и отражается в линейном ходе ВАХ выше порога по напряжению. Качественно иной вид ВАХ при дробных факторах заполнения (при этом полученных на тех же образцах, с тем же профилем краевого потенциала, с тем же уровнем беспорядка и шириной щели в затворе) заставляет предположить что именно второй сомножитель, т.е. туннельная плотность состояний  $D(V, T)$ , существенен в данном случае.

Таким образом, 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. Степенное поведение вероятности перехода продемонстрировано на Рис. 6.7, при этом экспериментально определенные показатели степени в зависимостях от напряжения  $\beta$



и температуры  $\alpha$  отличаются на единицу (мы проверили, что, например, температурная зависимость не может быть описана активационным поведением, путём построения соответствующего графика Аррениуса). Полученные значения показателей степени  $\beta$ ,  $\alpha$  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 объёмного  $2/5$ , что должно приводить [32] к увеличению эффективного показателя степени. Для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$  расчёт [14] (если считать его применимым к нашей геометрии, которая всё же отличается от рассмотренной в [14, 31]) даёт показатель степенной зависимости  $D(E) \sim E^{1/g-1}$ , что соответствует найденному в эксперименте значению  $\beta = 2$ . 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.

Таким образом, полученные 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.

## 6.4 Установление 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 [45] 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 зеэмановскую щель в целочисленной полосе, все особенности транспорта, отличные от хорошо известного целочисленного случая, будут связаны с краем объёмного несжимаемого дробного состояния.

### 6.4.1 Образцы

Использованные образцы представляли собой одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs, выращенный с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Двумерный газ расположен в 210 нм под поверхностью кристалла. Подвижность при температуре 4 К равна  $1.93 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при электронной концентрации  $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Образцы имели геометрию квази-Корбино, с шириной щели в затворе 5 мкм.

С помощью магнетоемкостных измерений мы проверили (как было описано ранее), что для данных образцов на краю существует единственная несжимаемая полоса с локальным фактором

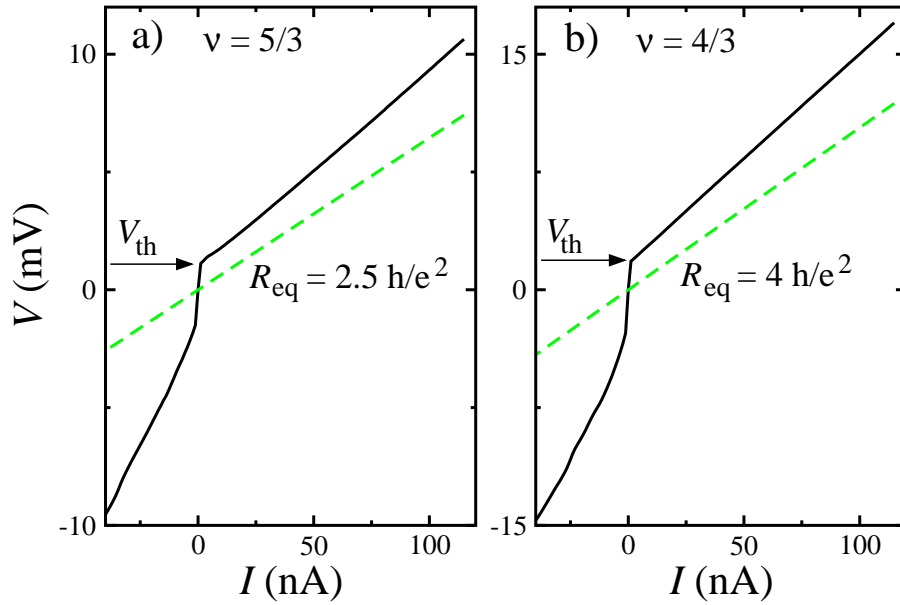


Рис. 6.8: Примеры вольт-амперных кривых для факторов заполнения  $\nu = 5/3, g = 1$  (a) и  $\nu = 4/3, g = 1$  (b). Расчётный равновесный наклон ВАХ показан пунктиром. Положительная ветвь ВАХ характеризуется пороговым поведением, как обычно для транспорта через полосу с целочисленным локальным фактором заполнения 1. Часть ВАХ выше порога ( $V > V_{th}$ ) линейна, но при этом идёт с наклоном, значительно превышающим равновесный. Магнитное поле перпендикулярно плоскости образца.

заполнения 1 при факторах заполнения в объёме  $\nu = 2, 5/3, 4/3$ , и существуют две несжимаемые полосы (с локальными факторами 1 и 2) для фактора заполнения в объёме 3. Отсутствие несжимаемых состояний при дробных факторах заполнения есть результат сравнительно низкой подвижности в данных образцах и малых значений магнитных полей, в которых реализуются объёмные состояния  $4/3$  и  $5/3$ .

#### 6.4.2 Экспериментальные результаты

Типичные вольт-амперные кривые приведены на Рис. 6.8 для факторов заполнения  $\nu = 5/3, g = 1$  (a) и  $\nu = 4/3, g = 1$  (b). Положительная ветвь ВАХ характеризуется пороговым поведением, как обычно для транспорта через полосу с целочисленным локальным фактором заполнения 1 (см. примеры в Методике). Часть ВАХ выше порога ( $V > V_{th}$ ) линейна в широком диапазоне напряжений, что позволяет с высокой точностью определить наклон  $R$  (дифференциальное сопротивление) выше порога.

Основное отличие приведённых кривых от таких же для объёмного фактора заполнения 2 состоит в том, что положительная ветвь выше порога идёт с наклоном, значительно превышающим равновесный  $R > R_{eq}$ . Как видно из примеров, приведённых в Методике (полученных как на этих же образцах, так и на образцах с большей концентрацией, т.е. в более сильных магнитных полях), для целочисленного объёмного фактора заполнения 2 наклон положительной ветви всегда равен равновесному  $R = R_{eq}$ .

Наклоны положительной ветви экспериментальных ВАХ выше порогового напряжения приведены на Рис. 6.9 для различных комбинаций факторов заполнения  $\nu, g$  ( $g$  - целое, в противном

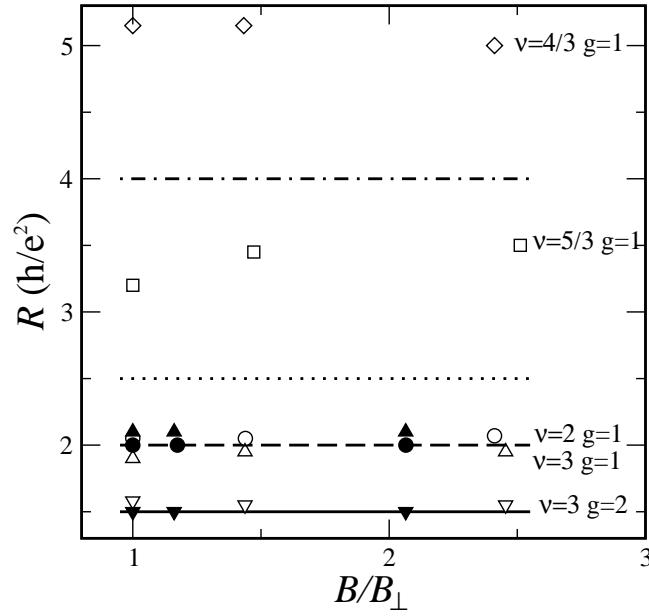


Рис. 6.9: Наклоны  $R$  положительной ветви экспериментальных ВАХ выше порогового напряжения как функция полного магнитного поля при фиксированной нормальной компоненте. Открытые символы:  $\nu = 3, g = 2$  (треугольники вниз, нормальное магнитное поле  $B_{\perp} = 2.38$  Тл),  $\nu = 3, g = 1$  (треугольники вверх  $B_{\perp} = 2.38$  Тл),  $\nu = 2, g = 1$  (кружки,  $B_{\perp} = 3.58$  Тл),  $\nu = 5/3, g = 1$  (квадраты,  $B_{\perp} = 4.29$  Тл),  $\nu = 4/3, g = 1$  (ромбы,  $B_{\perp} = 5.36$  Тл). Заполненные символы соответствуют таким же  $\nu$  и  $g$  для образцов большей концентрации и меньшей подвижности ( $B_{\perp} = 5.18$  Тл для  $\nu = 3$ ,  $7.69$  Тл для  $\nu = 2$ ). Линии обозначают равновесные наклоны  $R_{eq}$ : сплошная для  $\nu = 3, g = 2$ , пунктир для  $\nu = 2, g = 1$  и  $\nu = 3, g = 1$ , точечная для  $\nu = 5/3, g = 1$ , штрих-пунктир для  $\nu = 4/3, g = 1$ .

случае кривая сильно нелинейна во всём диапазоне), как функция полного магнитного поля при фиксированной нормальной компоненте. Линиями обозначены значения расчётных равновесных наклонов.

Для целочисленных факторов заполнения экспериментальные наклоны независимы от компоненты магнитного поля в плоскости образца, см. Рис. 6.9, они совпадают с расчётными значениями. Такое поведение, как уже отмечалось, наблюдается и для образцов с большей концентрацией носителей, т.е. при больших значениях нормальной компоненты магнитного поля (см. заполненные символы на Рис. 6.9). Таким образом, показанное поведение является специфичным для транспорта через несжимаемую полоску с локальным целочисленным фактором заполнения и при целом факторе заполнения в объёме. Данные не зависят от температуры при температурах ниже 1 К.

Экспериментальная ситуация сильно отличается для высоких дробных факторов заполнения в объёме образца  $\nu = 5/3$  и  $\nu = 4/3$ . Наклоны положительной ветви  $R$  выше порога значительно превышают ожидаемые, причём имеется слабая зависимость  $R$  от компоненты магнитного поля в плоскости образца. Эта зависимость имеет разный знак для  $\nu = 4/3$  и  $\nu = 5/3$ , и более выражена в последнем случае. Представленные данные не зависят от температуры ниже 0.4 К.

### 6.4.3 Обсуждение

Вольт-амперные кривые для целочисленных факторов заполнения ведут себя так, как и положено при транспорте через несжимаемую полосу при целом локальном факторе заполнения (см. описание в методике). Мы так же не можем ожидать како-либо зависимости наклона  $R$  при  $V > V_{th}$  от компоненты поля в плоскости образца.

Для комбинаций факторов заполнения  $\nu = 4/3, g = 1$  и  $\nu = 5/3, g = 1$  мы так же исследуем транспорт поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения 1, но объём при этом находится в состоянии дробного КЭХ. Экспериментальные наклоны, превосходящие соответствующие равновесные, означают наличие лишь частичного уравнивания при  $V > V_{th}$ .

Вообще говоря, частичное уравнивание может быть результатом либо транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором 1, либо влиянием края объёмного дробного несжимаемого состояния. Первую причину мы вынуждены отбросить. Несжимаемая полоса с локальным фактором 1 одна и та же для объёмных факторов заполнения 2 и 4/3, отличие только в ширине полосы, которая определяется зеэмановским расщеплением, т.е. магнитным полем. Но для образцов с большей концентрацией, т.е. с объёмным фактором заполнения 2 в большем поле, мы наблюдаем равновесный наклон выше порогового напряжения. Таким образом, приходится признать что это край объёмного несжимаемого состояния при дробных факторах заполнения 4/3 и 5/3 влияет на процесс установления равновесия при высоких разбалаансах.

При транспорте в режиме сильного разбалаанса  $V > V_{th}$  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, 109] для этих факторов заполнения 5/3 и 4/3. Структура коллективных мод соответствует структуре основного состояния, которое конструируется [106] 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. В таком случае понятно и линейное поведение ВАХ выше порога  $V > V_{th}$ : электрон при этом всегда изымается с края дробного состояния при одной и той же энергии. Это заключение подтверждается и разным знаком зависимости наклона  $R$  от компоненты магнитного поля в плоскости образца, которая возникает из-за разной структуры основного состояния при этих факторах заполнения и, соответственно, разной структуры краевых коллективных мод. Интересно, что одновременно с публикацией работы [45], 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 эффект наблюдался [127] нами и при сравнение транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения 2/3 и транспортом через несжимаемую полосу с локальным фактором 1/3 на образцах с широкой (5 мкм) щелью в затворе. В обоих случаях вольт-амперные характеристики практически линейны (см. Рис. 6.2), но отличаются наклонами: наклон равновесной кривой для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения 2/3 значительно *меньше* ожидаемого, в то время как для транспорта через полосу с фактором заполнения 1/3 близок к нему. Разница в наклонах равновесных кривых уменьшается с введением компоненты магнитного поля в плоскости образца.

Обнаруженная в эксперименте [127] 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 полосы  $2/3$  ожидается сложная структура коллективных мод [109, 14], взаимодействие между которыми, по всей видимости, и определяет "избыточное" уравнивание.

## 6.5 Основные выводы Главы 6

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. 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.

## Глава 7

# Перенос энергии на краю в режиме сильного разбаланса

### 7.0.1 Литературный обзор и постановка задачи

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 магнетоплазмах), распространяющихся вдоль края в направлении дрейфа электронов [133]. Однако, в последнее время широко обсуждается [37] возможность существования нейтральной моды, распространяющейся навстречу направлению электронного дрейфа. Такая мода возникает 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 [37].

Наличие нейтральной, распространяющейся навстречу электронному дрейфу, моды не было обнаружено в прямых экспериментах по исследованию переноса энергии на краю [134]. Однако, присутствие такой моды было обнаружено в экспериментах по измерению дробового шума [135]. Такое расхождение результатов экспериментов может быть следствием различия в экспериментальных подходах, по этой причине представляет интерес проведение экспериментальных исследований с использованием альтернативной методики.

В данной Главе мы использовали [132] 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. Реконструкция края была предсказана [136] 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 [137]. Новый дизайн образцов позволил нам независимо исследовать

транспорт заряда и энергии вдоль края образца. Мы обнаружили транспорт энергии навстречу направлению электронного дрейфа для факторов заполнения 1 и 1/3. Наш анализ показывает, что нейтральная коллективная мода на краю, реконструированном взаимодействием, может быть ответственна за экспериментально наблюдаемый эффект.

## 7.0.2 Особенности экспериментальной методики

Двумерные электронные системы создавались в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Подвижность двумерного электронного газа при 4К  $5.5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$  при электронной концентрации  $1.43 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Образцы были изготовлены в модифицированной геометрии квази-Корбино, представляющей, по сути, два независимых квази-Корбино образца, см. Рис. 7.1, (вверху), и являющейся вариантом реализации теоретически предложенной схемы [116]. В наших образцах две внутренние области вытравленного двумерного газа макроскопических размеров (по  $\sim 0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ ) разделены расстоянием в 300 мкм. Затвор сформирован как обычно в нашей геометрии Квази-Корбино, с той особенностью, что теперь образуются две независимые области затворной щели у внешней границы образца, каждая шириной  $L = 5$  мкм, разделённые расстоянием в 30 мкм вдоль внешнего края. Омические контакты расположены как обычно у внешних и внутренних краёв мезы.

Как обычно в нашей геометрии, при факторе заполнения  $\nu = 2$  в областях затворной щели есть 2 краевых состояния, разделённых несжимаемой областью с локальным фактором заполнения  $\nu_c = 1$ . Мы обедняем область под затвором до того же фактора заполнения  $g = 1 = \nu_c = 1$ . При этом одно (внешнее) краевое состояние идёт вдоль внешней границы образца, а в областях затворной щели рядом с ним идёт по второму состоянию, происходящему от омических контактов на границах двух внутренних травлёных областей, см. Рис. 7.1. Как уже писалось выше, мы можем оценить максимальное сопротивление одной области взаимодействия (с точки зрения транспорта поперёк  $\nu_c = 1$  несжимаемой полосы) как  $R \sim (h/e^2)l_{eq}/L \sim 3 \text{ МОм}$ , где  $l_{eq}/L \sim 100$  есть отношение длины установления равновесия при малых разбалансах  $l_{eq}$  к ширине области взаимодействия (щели в затворе)  $L$ . В данном случае нам важно, что это сопротивление конечно. Это означает, что в равновесии (при отсутствии приложенной извне разности электрохимических потенциалов), мы можем ожидать равенства электрохимических потенциалов краевых состояний в любой затворной щели  $\mu_{out} = \mu_{in}$ , причём это равенство достигается за ограниченное время.

В данном эксперименте мы вызываем транспорт между краевыми состояниями поперёк несжимаемой полосы с локальным фактором 1 или 1/3 внутри одной затворной щели (инжектора), задавая ток между внешним контактом 3 и заземлённым соответствующим внутренним контактом, см. Рис. 7.1. Такой транспорт, как было описано в предыдущих главах, должен сопровождаться диссипацией энергии, которая может происходить, вообще говоря, путём испускания фонона или плазмона (краевого магнетоплазмона), а так же электрон, попав во внешнее краевое состояние, может некоторое расстояние распространяться в неравновесном, "горячем" состоянии. Вторая затворная щель служит детектором: энергия, перенесённая плазмоном, фононом или горячим электроном может быть поглощена здесь, стимулируя переходы между краевыми состояниями и, таким образом, нарушая равновесное распределение электрохимических потенциалов  $\mu_{in} = \mu_{out}$  в щели детектора. В данной работе мы, в отличие от предыдущих глав, исследуем не падение напряжения между краевыми состояниями, а электрохимические потенциалы отдельных контактов, измеряя их с помощью электрометров с высоким входным сопротивлением относительно потенциала земли

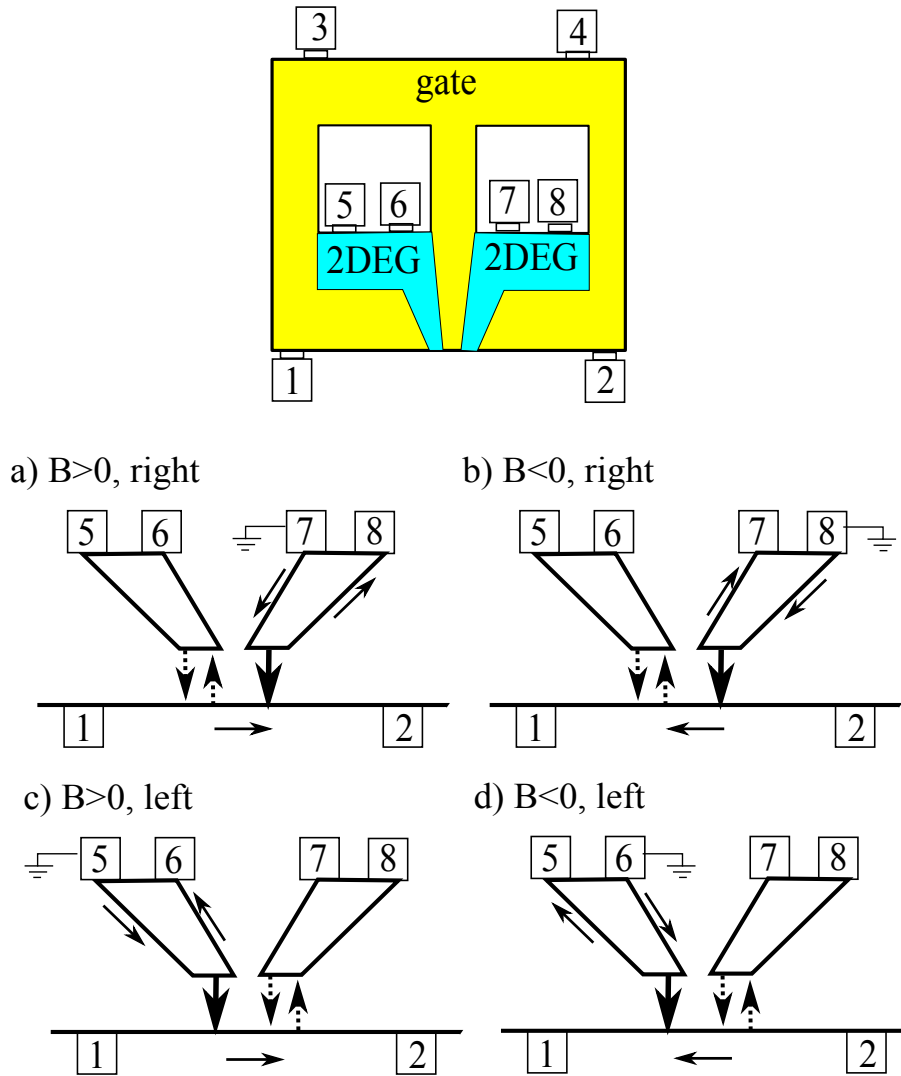


Рис. 7.1: Схематическое изображение образца (не в масштабе). Белым обозначены области удалённого (травлением) двумерного газа. У границ этих областей возникают краевые состояния. Затвор (жёлтый цвет) формирует геометрию образца, светло-зелёным показаны области двумерного газа, не покрытого затвором. Омические контакты пронумерованы. (a-d) Экспериментальные конфигурации для двух позиций инжектора и двух направлений магнитного поля. Стрелками показано направление дрейфа электронов вдоль края образца. Толстые стрелки показывают направление тока поперёк края (между краевыми состояниями) в инжекторе. Точечные стрелки - урывают равновесный (туда-обратно) перенос заряда в детекторе, приводящий к установлению равновесия.



(заземлённого внутреннего контакта).

В данной схеме измерений возможны 4 экспериментальные конфигурации, отличающиеся взаимным расположением щелей инжектора и детектора и направлением дрейфа электронов на краю, которое определяется нормальным к плоскости образца магнитным полем. На Рис. 7.1 эти конфигурации обозначены по расположению инжектора (если смотреть на образец сверху) - правое или левое - и знаком магнитного поля ( $B > 0$  или  $B < 0$ ).

Для смены направления магнитного поля мы переворачивали образец, отогревая его до комнатной температуры. В неоднократных переохлаждениях было проверено, что результаты не зависят от охлаждения, хотя электронная концентрация слегка отличалась в разных охлаждениях. Измерения проведены при температуре 30 мК. Стандартные магнетотранспортные и магнетоемкостные измерения проводились как описано выше для калибровки образца (нахождения значений поля и затворного напряжения, соответствующих нужным факторам заполнения под затвором  $g$  и в области затворной щели  $\nu$ ).

### 7.0.3 Экспериментальные результаты

Потенциалы различных омических контактов показаны на Рис. 7.2 для целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$ , соответственно для тех экспериментальных конфигураций что изображены на Рис. 7.1. Кривые получены в стационарном режиме (очень медленно, примерно 3 часа на кривую), чтобы избежать влияния релаксационных процессов, связанных с образованием области динамически поляризованных ядер при перевороте спина в инжекторе (см. соответствующую главу).

Для электрохимпотенциалов внутреннего и внешнего краевых состояний в детекторе мы действительно наблюдаем равновесное распределение  $\mu_{out} = \mu_{in}$ , но только для двух экспериментальных конфигураций, изображённых на Рис. 7.1 (b) и (c). Наиболее удивительной экспериментальной находкой является тот факт, что в двух оставшихся случаях измеряется ненулевая разность  $e\Delta = (\mu_{out} - \mu_{in})$ , см. Рис. 7.2 (a) и (d). Этот эффект присутствует для обеих полярностей тока инжектора.

Прежде всего необходимо убедиться, что обнаруженное поведение не является артефактом.

В нашей экспериментальной установке мы, несомненно, знаем направление магнитного поля в соленоиде, и, соответственно, направление дрейфа электронов на краю для заданной ориентации образца. Более того, мы можем прямо получить это направление из экспериментальных кривых и тем полностью исключить возможность тривиальной ошибки: как следует из главы Методика, если внутренний контакт в инжекторе расположен так, что электроны достигают его раньше, чем второго, заземлённого, внутреннего контакта, его потенциал отражает транспорт между краевыми состояниями в области щели в затворе. Поскольку при измерениях мы задаём именно ток (а не напряжение), измеренный потенциал такого контакта линеен по току и одинаков для любой экспериментальной конфигурации, см. Рис. 7.2 (экспериментальная линия, нарисованная голубыми точками). Остальные потенциалы отражают сопротивление области затворной щели инжектора, и, соответственно, режим транспорта в инжекторе (слабый или сильный разбаланс) - они нелинейны, с пороговым поведением положительной ветви и линейным ходом выше порога. Закон сохранения заряда для инжектора требует, чтобы, например,  $\mu_2 = \mu_1 - 2\mu_8$  для конфигурации ( $B > 0, right$ ) или, соответственно,  $\mu_1 = \mu_2 - 2\mu_7$  для ( $B < 0, right$ ) при факторах заполнения  $\nu = 2, g = 1$  (ср. расчёт в Методике). Поскольку эти соотношения действительно выполняются

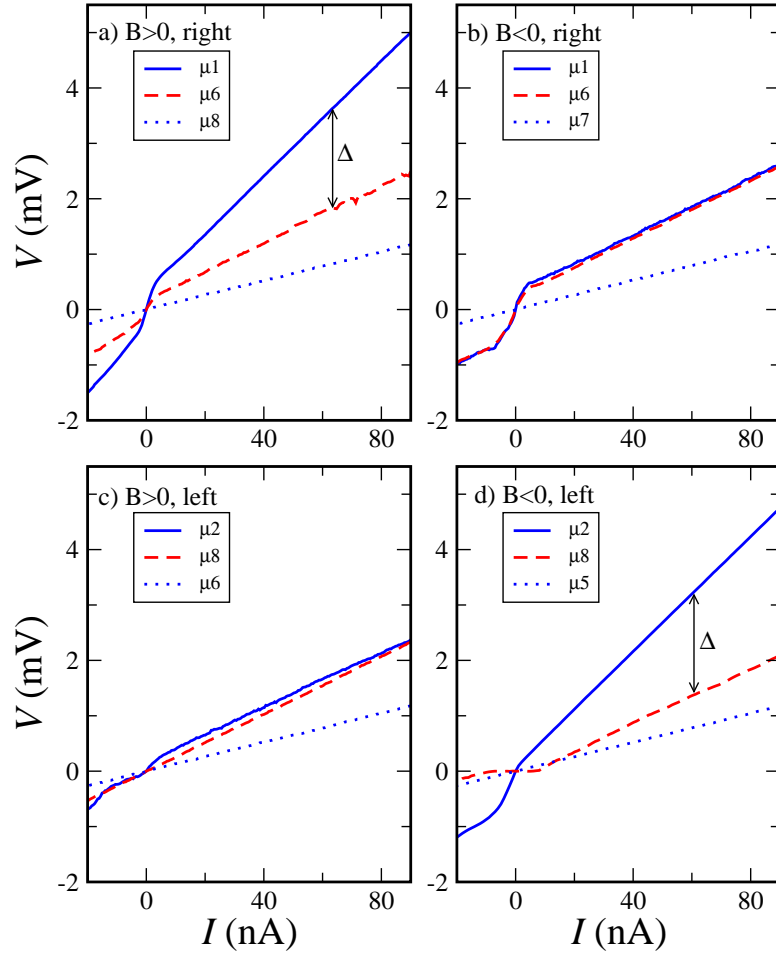


Рис. 7.2: Потенциалы  $V_i$  различных омических контактов ( $eV_i = \mu_i$ ) в зависимости от тока инжектора для разных экспериментальных конфигураций, представленных на Рис. 7.1. Голубой сплошной: потенциал  $\mu_{out}$  внешнего краевого состояния в детекторе, в условиях равновесия (при отсутствии протекающего тока)  $\mu_{out} = \mu_{in}$  предполагается что ему будет равен и потенциал внутреннего краевого состояния в детекторе. Красный сплошной: измеренный потенциал  $\mu_{in}$  внутреннего краевого состояния в детекторе.  $\Delta$  обозначает разницу экспериментальных зависимостей  $e\Delta = \mu_{out} - \mu_{in}$ . Голубые точки: потенциал внутреннего контакта в инжекторе. Положительное  $B = +3.72$  Тл и отрицательное  $B = -3.51$  Тл магнитные поля отличаются по абсолютной величине из-за слегка разных концентраций при разных охлаждениях. Факторы заполнения  $\nu = 2, g = 1$ .

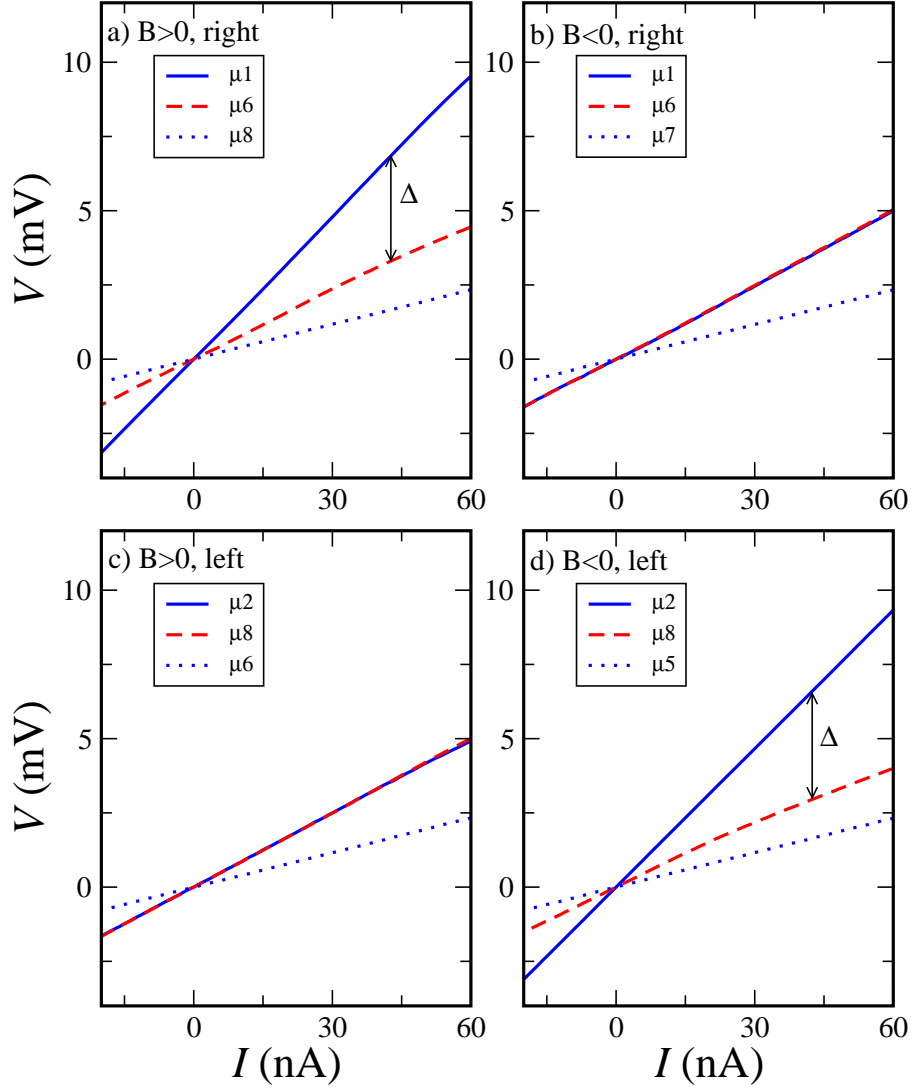


Рис. 7.3: Потенциалы  $V_i$  различных омических контактов ( $eV_i = \mu_i$ ) в зависимости от тока инжектора для разных экспериментальных конфигураций, представленных на Рис. 7.1, для дробных факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$ . Обозначения те же что и на Рис. 7.2. Положительное  $B = +11.15$  Тл и отрицательное  $B = -10.53$  Тл магнитные поля отличаются по абсолютной величине из-за слегка разных концентраций при разных охлаждениях.

для экспериментальных кривых в любой конфигурации Рис. 7.1, мы уверены что правильно понимаем протекание тока в нашем образце: транспортный ток целиком течёт в щели инжектора, причём направление дрейфа электронов есть от контакта 1 к контакту 2 для поля, которое мы обозначили как положительное  $B > 0$ . Естественно, что это направление совпадает с тем что мы знаем из направления поля в соленоиде и ориентации образца.

Аналогичные результаты нами получены для других факторов заполнения, соответствующих транспорту в инжекторе через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $\nu_c = 1$ , таких как  $\nu = 3, g = 1$  и  $\nu = 4/3, g = 1$ . Более того, мы наблюдаем тот же эффект для транспорта поперёк несжимаемой полосы с дробным локальным фактором заполнения  $\nu_c = 1/3$ . Рис. 7.3 демонстрирует конечное  $\Delta$  для тех же экспериментальных конфигураций для факторов заполнения  $\nu = 2/3, g = 1/3$ . Кривые линейны в этом случае в силу малой длины установления равновесия (см. предыдущую Главу).

Из представленных данных мы можем быть уверены, что детектор связан с инжектором только при помощи внешнего краевого состояния. Нулевое значение  $\Delta$  на Рис. 7.2 в конфигурациях (b,c) исключает транспорт через объём, который бы привёл к положительному ненулевому  $\Delta$  примерно одного порядка для всех экспериментальных конфигураций. К похожему эффекту привело бы наличие паразитной земли внутри детектора (т.е. связь через внешние цепи). Более того, мы можем исключить даже совершенно нереальную ошибку с перепутыванием позиций двух затворных щелей - это бы привело к антисимметричному  $\Delta$  по отношению к смене знака магнитного поля. Рис. 7.3 демонстрирует тот же эффект для на порядок меньшего сопротивления области затворной щели  $R = 6(h/e^2)$ , что является ещё одной демонстрацией того, что наши оценки верны и обнаруженный эффект не связан с медленной перезарядкой.

Поскольку паразитная связь между детектором и инжектором исключена, конечная  $\Delta$  в стационарном режиме подразумевает что равновесие в детекторе динамическое [138]. Прямые переходы между краевыми состояниями, которые стремятся краевые состояния уравновесить, должны компенсироваться обратными переходами. В таких обратных переходах электрон должен вращать свой спин, что не является проблемой (спин-орбита или флип-флоп процесс с участием ядра обесперчивают вращение спина), но вот энергия, которую электрону необходимо сообщить для обратного перехода, может поступить только из инжектора. Таким образом, наш эксперимент демонстрирует перенос энергии вдоль края двумерной системы, причём навстречу направлению электронного дрейфа.

#### 7.0.4 Обсуждение

Перенос энергии навстречу направлению дрейфа электронов может осуществляться только нейтральными возбуждениями, такими как фононы или же нейтральная мода коллективных колебаний. Чтобы привести разумные аргументы для выбора между этими возможностями, кратко повторим основные факты о транспорте через несжимаемую полосу локальным фактором заполнения  $m$  на краю двумерной системы в режиме КЭХ (см. Методику):

(i) Режим низкого разбаланса. Здесь разбаланс электрохимических потенциалов краевых состояний не превышает энергетическую щель внутри несжимаемой полосы, см. Рис. 7.4 (а). Этот режим соответствует высокому сопротивлению  $R \sim (h/e^2)l_{eq}/L$ , проявляющемуся для малых  $\mu_1, \mu_2$  на Рис. 7.2. Две щели в затворе имеют несколько разные сопротивления в силу различной ширины  $L$  в реальных образцах (щель в затворе получается с помощью лифт-офф процесса, так что разные

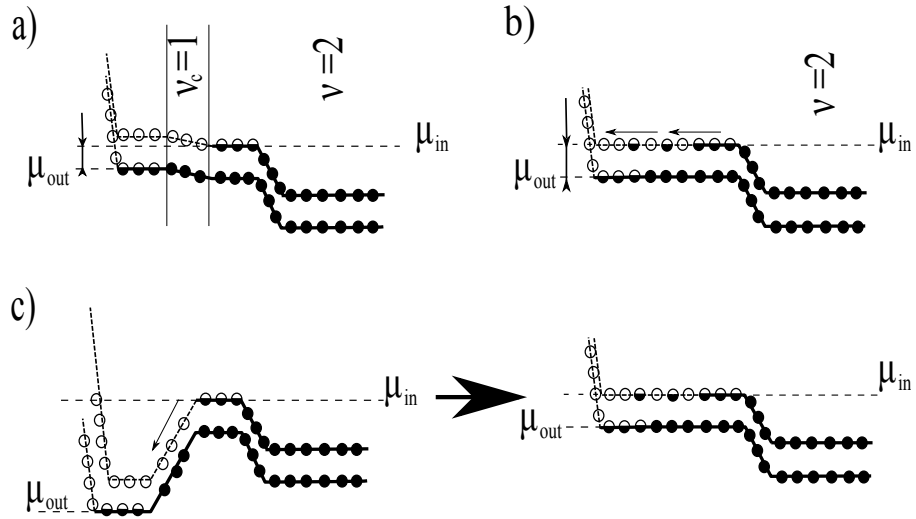


Рис. 7.4: Схематическая диаграмма уровней энергии в области затворной щели при факторах заполнения  $\nu = 2, g = 1$ . В сжимаемых областях уровни Ландау приколоты к уровню Ферми, эти области характеризуются значениями электрохимпотенциалов внешнего  $\mu_{out}$  и внутреннего  $\mu_{in}$  краевых состояний. Заполненные (частично заполненные) кружки обозначают заполненные (соответственно частично заполненные) электронные состояния. Открытые кружки обозначают пустые электронные состояния. Стрелки показывают электронные переходы при сильном разбалансе. (a) случай малого разбаланса  $eV = \mu_{out} - \mu_{in}$  поперёк несжимаемой полосы. (b)  $eV$  разбаланс равен спектральной щели в несжимаемой полосе  $\nu_c = 1$ . (c) Эволюция большего разбаланса при движении вдоль края образца в области затворной щели: приложенный на стыке затвора и внешнего края мезына Рис. 7.1, разбаланс падает на расстоянии 2-3 мкм к ситуации плоских зон, изображённой на парели (b).

реальные размеры не удивительны).

(ii) Режим сильного разбаланса, превышающего спектральную щель (Рис. 7.4 (b)), электроны перетекают через потенциальный барьер, как изображено на Рис. 7.4 (c), сопротивление области взаимодействия краевых состояний уменьшается. Часть электронов переносится упруго в возбуждённые состояния во внешнем краевом состоянии с последующей релаксацией по пути от области взаимодействия, другие переносятся между краевыми состояниями неупруго, теряя энергию при переносе. Этот режим соответствует линейному поведению потенциалов  $\mu_1$  и  $\mu_2$  на Рис. 7.2 выше порогового напряжения.

Для того, чтобы оценить эффективность переноса энергии, мы определим отношение  $\alpha = I_{back}/I_{injector}$  между обратным током в детекторе (в условиях динамического равновесия он же равен прямому току в детекторе) и прямым током в инжекторе.  $I_{back}$  может быть получен из измеренного значения  $\Delta$ , используя нелинейное сопротивление области взаимодействия краевых состояний в детекторе. Это сопротивление целиком определяется геометрической шириной затворной щели детектора и структурой краевых состояний в нём, т.е. может быть получено в симметричной конфигурации, когда данная щель в затворе выступает как инжектор. Таким образом, мы можем определить  $\alpha$  как нарисовано на Рис. 7.5 (a). Стоит отметить, что обе кривые на Рис. 7.5 (a) меняют свой наклон одновременно, в отличие от, например, Рис. 7.2 (a). Это является дополнительным аргументом в пользу того, что  $\Delta$  определяется нелинейным сопротивлением именно области детектора (как отмечалось выше, две наши области взаимодействия имеют несколько разные сопротивления из-за разных реальных размеров).

Значение  $\alpha = 1$  вблизи порога означает малую диссипацию энергии на пути от инжектора к детектору. Если механизм переноса энергии тот же самый и при высоких разбалансах, т.е. диссипация всё так же мала, то  $\alpha$  должно отражать долю неупругих переходов в инжекторе. Это заключение находится в разумном соответствии с Рис. 7.5 (b). Экспериментально определённые значения  $\alpha$  совпадают для факторов заполнения  $\nu = 3, g = 1$  и  $\nu = 2, g = 1$ , что не удивительно, поскольку в обоих случаях транспорт идёт через ту же несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения 1. Значительно большие значения  $\alpha$  для объёмного фактора заполнения  $4/3$  ( $\nu = 4/3, g = 1$ ) отражают неэффективность упругих процессов [45] при этом объёмном факторе заполнения в силу сложной структуры дробного состояния  $4/3$  (см. соответствующий раздел). Для транспорта через несжимаемую полосу с локальным фактором заполнения  $\nu_c = 1/3$  (при  $\nu = 2/3$  and  $3/5$ )  $\alpha$  практически не зависит от тока в инжекторе но отличается по значению, возможно, в силу разной структуры объёмного дробного состояния. В этом режиме линейность кривых на Рис. 7.3 и совпадение наклонов с равновесным подтверждает существование несжимаемой полосы с локальным фактором заполнения  $1/3$ , и, т.о., наличие неупругих процессов при транспорте через эту полосу в инжекторе.

Высокие значения  $\alpha$  исключают фононы как механизм передачи энергии между инжектором и детектором. Действительно, маловероятно, чтобы большинство фононов, испущенных в инжекторе, поглотились в детекторе. Напротив, нейтральная коллективная мода сосредоточена у края образца. Краевые моды характеризуются низкой диссипацией энергии и их дисперсионное соотношение позволяет передать необходимую энергию [14, 116, 31]. В нашей экспериментальной геометрии при переходе электрона с края на край несжимаемой полосы естественно возбуждается дипольная (нейтральная) мода, соответствующая поперечному колебанию несжимаемой полосы при постоянной ширине (заряженная мода соответствует в этой интерпретации колебаниям ширины несжимаемой полосы). Для того, чтобы нейтральная мода распространялась навстречу

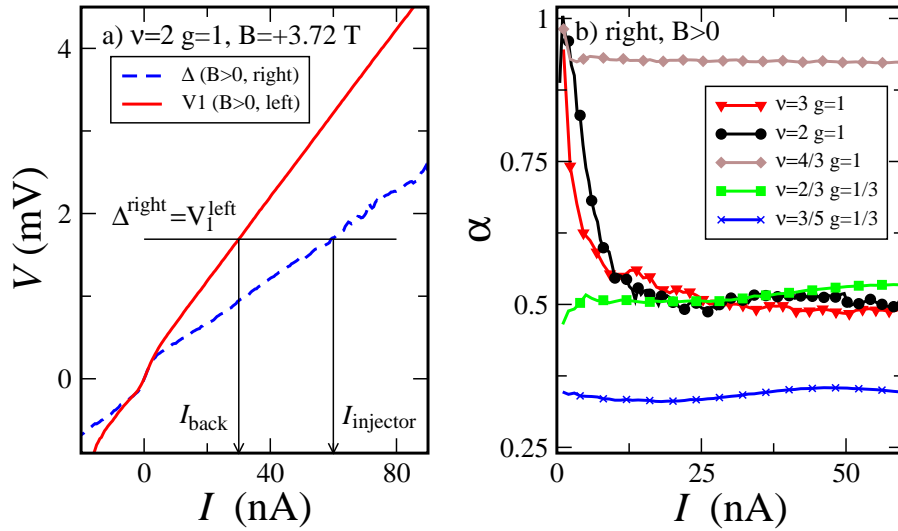


Рис. 7.5: (а) Потенциал  $V_1 = \mu_1^{left}/e$  в сравнении с  $\Delta^{right}$  для  $B > 0$ ,  $\nu = 2$ ,  $g = 1$ . (б) Вычисленное как показано на левой панели значение  $\alpha = I_{back}/I_{injector}$  как функция тока в инжекторе  $I_{injector}$  для разных факторов заполнения,  $B > 0$ .

электронному дрейфу в этом случае, необходима реконструкция краевого потенциала [136].

Таким образом, мы экспериментально обнаружили перенос энергии на краю двумерной электронной системы в режиме КЭХ навстречу направлению электронного дрейфа для факторов заполнения 1 и  $1/3$ , что может быть объяснено передачей энергии посредством нейтральной моды коллективных колебаний на краю двумерной системы в режиме КЭХ. Возбуждение такой моды особенно эффективно в режиме сильного разбаланса, см. Рис. 7.4 (с). Таким образом, режим сильного разбаланса даёт прямой доступ к возбуждению такой моды коллективных колебаний. Исследования в этом режиме являются ключевой особенностью нашей работы и принципиальным отличием от работы [134], где слабое туннелирование между противоположно направленными краевыми состояниями наиболее эффективно возбуждает основную (заряженную) моду.

## 7.1 Основные выводы Главы 7

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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.

## Глава 8

# Электронные интерферометры в режиме квантового эффекта Холла

### 8.1 Литературный обзор и постановка задачи

#### 8.1.1 Принцип работы электронных интерферометров в режиме квантового эффекта Холла

Различные интерференционные эффекты в транспортных свойствах микро- и наноструктур широко описаны в научной литературе. В последнее время значительный научный интерес привлекает новый класс интерференционных явлений - исследование электронных аналогов известных оптических интерференционных схем при помощи краевого транспорта в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Возможность создания такого рода приборов сама по себе является интересной физической задачей. Кроме того, исследование интерференционных эффектов в таких приборах позволяет получить информацию о фундаментальных свойствах сильно взаимодействующих систем. В литературе можно найти хорошие обзоры (см., например, [38]), в которых эта область рассматривалась с точки зрения теоретических ожиданий на начальном этапе исследований. Данная работа в основном посвящена описанию экспериментального исследования нового класса интерферометров в режиме КЭХ - интерферометров на основе со-направленных краевых состояний и осмыслению достигнутых результатов. Кроме того, дан обзор экспериментальных результатов, полученных к настоящему времени для других типов интерферометров.

#### 8.1.2 Создание интерференционной схемы для электронов при помощи квантовых точечных контактов

Общее представление о путях реализации электронного интерферометра в режиме КЭХ дано на Рис. 8.1. Начнём рассмотрение с аналога интерферометра Маха-Цендера (правая панель). Двумерная электронная система ограничена внешним и внутренним краями, т.е. представляет собой двумерный "бублик" неправильной формы, и имеет макроскопические размеры. Существуют 2 области сужений, в которых внешний и внутренний края подходят друг к другу достаточно близко, чтобы были возможны процессы рассеяния с края на край в режиме КЭХ. Макроскопические размеры образца запрещают такие процессы везде кроме областей сужений. В результате, при факторе заполнения 1 в объёме образца (т.е. заполнен только один уровень Ландау), суще-



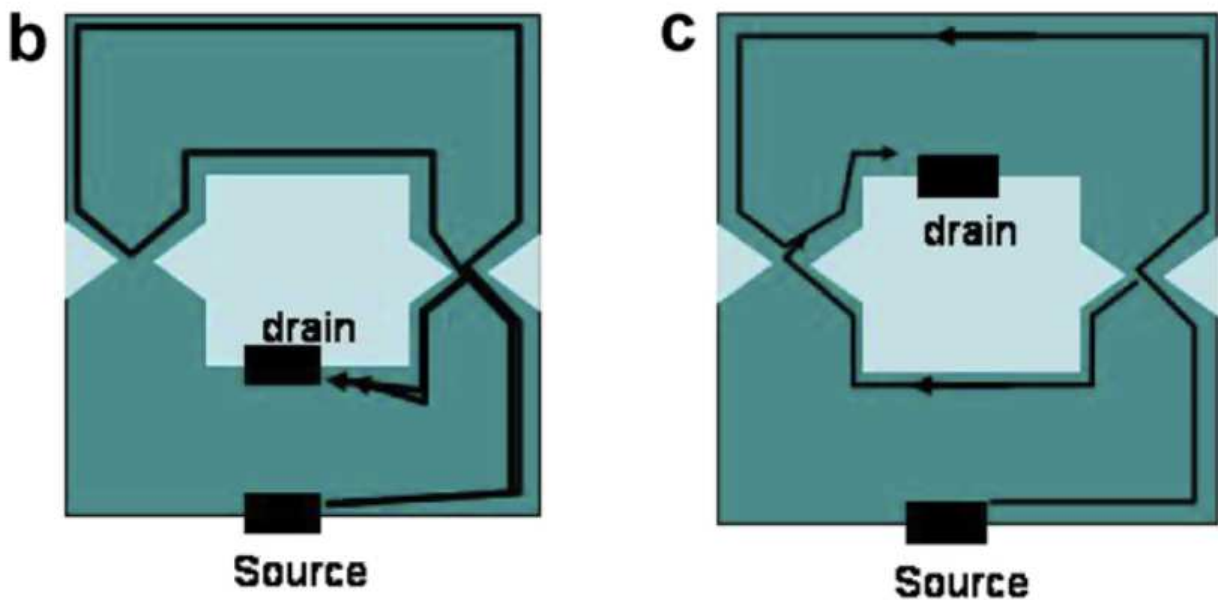


Рис. 8.1: Принципиальная схема реализации электронных интерферометров при помощи краевых состояний в режиме КЭХ. Левая панель: электронный аналог интерферометра типа Фабри-Перо. Правая панель: электронный аналог интерферометра типа Маха-Цендера. Показаны только те участки краевых состояний у границ образца, транспорт по которым существенен для переноса электрона из истока в сток. (из работы [38])

ствует единственное краевое состояние у каждого края образца. Электрон, вышедший из истока, движется без рассеяния назад вдоль края вплоть до первого сужения (такое сужение называется так же квантовым точечным контактом.) Здесь у электрона есть конечная вероятность пройти область сужения, либо рассеяться назад на противоположный край образца. В зависимости от того, по какому пути пойдёт электрон, он подойдёт к области второго сужения с разных сторон. В области второго сужения у электрона, аналогично, есть конечная вероятность остаться "на своём" крае, либо быть переброшенным на противоположный. Здесь нас интересуют только те процессы, что приводят электрон в краевое состояние, идущее к омическому контакту стока - только они дают вклад в транспортный ток. Таким образом, для электрона в таком приборе существуют 2 возможные траектории движения из истока в сток. Если процессы переброса в сужениях сохраняют когерентность и все длины между двумя сужениями меньше длины когерентности, то возможна интерференция этих траекторий, наблюдаемая в транспортном токе через образец. Для наблюдения интерференционной картины необходимо уметь управлять разностью фаз, например, при помощи эффекта Ааронова-Бома, слабо меняя магнитное поле через образец (при этом образец должен оставаться в режиме КЭХ при том же факторе заполнения 1, что обеспечивается конечной шириной плато КЭХ), либо площадь интерференционной петли.

Нетрудно заметить, что представленный прибор реализует простейшую интерференционную схему Маха-Цендера: первое сужение выполняет роль полупрозрачного зеркала, разделяющего один "луч" на два, которые пройдя различными путями сходятся на втором "зеркале" (сужении).

Возможна и реализация многолучевой интерференционной схемы типа Фабри-Перо. Для этого всего лишь надо перенести омический контакт стока по другую сторону от сужений (Рис. 8.1

левая панель). При этом электрон, вышедший из истока, либо прямо перенаправляется в сток в первом сужении, либо описывает одну или более петель между двумя сужениями и только после этого попадает в сток.

Основное теоретическое ожидание было связано с возможностью прямого наблюдения дробного заряда. Действительно, поскольку период осцилляций определяется эффектом Ааронова-Бома, условие периодичности можно записать как  $\Delta(BS) = \Phi_0$ , где  $\Phi_0$  - квант магнитного потока. Считая площадь петли интерферометра  $S$  неизменной, сравнение периодов по магнитному полю при факторах заполнения 1 и  $1/3$  должно дать отношение квантов потока в целочисленном и дробном состояниях КЭХ, т.е. заряд возбуждения в режиме КЭХ при дробном факторе заполнения.

Для наблюдения интерференционной картины принципиален вопрос о длине когерентности. Эксперименты показали, что для надёжного наблюдения интерференционной картины геометрические размеры петли не должны превышать десятка микрон. При этом у интерферометра типа Маха-Цендера омический контакт стока находится внутри интерференционной петли, что делает эту интерференционную схему крайне сложной в реализации. Возможно поэтому, первым был реализован электронный аналог интерферометра типа Фабри-Перо [39].

### 8.1.3 Интерферометр типа Фабри-Перо

Из Рис. 8.1, левая панель, очевидно, что электронный интерферометр типа Фабри-Перо [39, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147] в режиме КЭХ представляет собой область двумерного газа малого размера между двумя квантовыми точечными контактами, другими словами - квантовую точку большого размера. Платой за простоту реализации, является сложность в интерпретации полученных данных.

Уже в первой экспериментальной работе [39], где была продемонстрирована интерференционная картина, было показано что эффективная площадь петли интерферометра не совпадает с литографической и может зависеть от внешних параметров, например, от магнитного поля, что не позволяет провести прямое сравнение периодов по полю с целью получения заряда элементарного возбуждения в режиме дробного КЭХ.

Данная проблема была фактически проигнорирована в последующих работах [140, 141, 142, 143], где анализ интерференционной картины использовался для демонстрации дробного заряда и дробной статистики. Однако трудности с интерпретацией этих результатов вызвали переосмысление процессов переноса заряда в таких интерферометрах.

Действительно, осцилляции при дробных факторах заполнения наблюдаются только в интерферометрах малого размера (порядка 100 нм), видимо, в связи с малой длиной когерентности в режиме дробного КЭХ. Но интерферометр такого размера представляет собой уже квантовую точку, где щель в спектре, вызванная размерным квантованием, становится сравнима с щелью в спектре, созданной магнитным полем (спиновой для фактора заполнения 1, дробной для  $1/3$ ). Таким образом, становятся существенными эффекты перезарядки активной области интерферометра.

Данная проблема была теоретически проанализирована в работе [148]. Было показано, что существуют 2 предельных режима работы интерферометра: при больших размерах (малой энергии перезарядки) реализуется режим Ааронова-Бома, когда фаза осцилляций есть простейшая функция поля и площади  $\Phi = BS$  а условие на период осцилляций  $\Delta\Phi = \Delta(BS) = \Phi_0$ . При малых размерах активной области интерферометра реализуется т.н. кулоновский режим, когда фаза  $\Phi$

зависит от числа частиц в квантовой точке. Эти выводы были подтверждены экспериментально [144, 145, 146, 147], т.е. было показано, что для интерферометров малого размера, в которых только и наблюдаются осцилляции в режиме дробного КЭХ, картина осцилляций определяется процессами перезарядки активной области интерферометра [146, 147].

#### 8.1.4 Интерферометр типа Маха-Цендера

В силу сложностей в реализации, интерферометр типа Маха-Цендера был реализован сравнительно недавно [149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156]. Такой интерферометр содержит внутри интерференционной петли область, свободную от двумерного электронного газа, см. Рис. 8.1, правая панель. В силу достаточно общей топологической аргументации (теорема Байрса-Янга [40]), в этом случае периодичность интерференционных осцилляций будет определяться "обычным" квантом потока  $\Phi_0 = hc/e$  даже в режиме дробного КЭХ. Экспериментально, однако, осцилляции в этом режиме не наблюдались в таких интерферометрах. Это 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 [144].

В то же время, 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 мэВ. Экспериментально было обнаружено, что длина когерентности составляет примерно 20 мкм и обратно пропорциональна температуре двумерного газа [155, 156, 145]. Были предложены различные теоретические механизмы для объяснения процессов потери когерентности в таких интерферометрах [157, 158, 159, 160, 161, 162]. В то же время, полная теория процессов декогеренции, правильно описывающая зависимость от разбаланса и магнитного поля, всё ещё отсутствует [145].

## 8.2 Методика эксперимента. Квантовые интерферометры на основе со-направленных краевых состояний

Другим вариантом реализации электронного интерферометра в режиме КЭХ являются интерферометры на со-направленных краевых состояниях [163, 164, 165, 166]. Принцип работы такого интерферометра представлен на Рис. 8.2.

Рассмотрим образец в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения 2, т.е. в объёме образца заполнено 2 нижних энергетических уровня. В этом случае на краю образца существуют 2 со-направленных краевых состояния. Металлический затвор, нанесённый на поверхность образца, позволяет управлять электронной концентрацией в образце. В частности, можно обеднить двумерную электронную систему до фактора заполнения 1 в области под затвором. Если затвор покрывает не весь край образца, то два со-направленных краевых состояния, существующие в непокрытой затвором части образца, будут разделены на границе затвора: под затвором вдоль края образца может существовать лишь одно (внешнее, происходя-

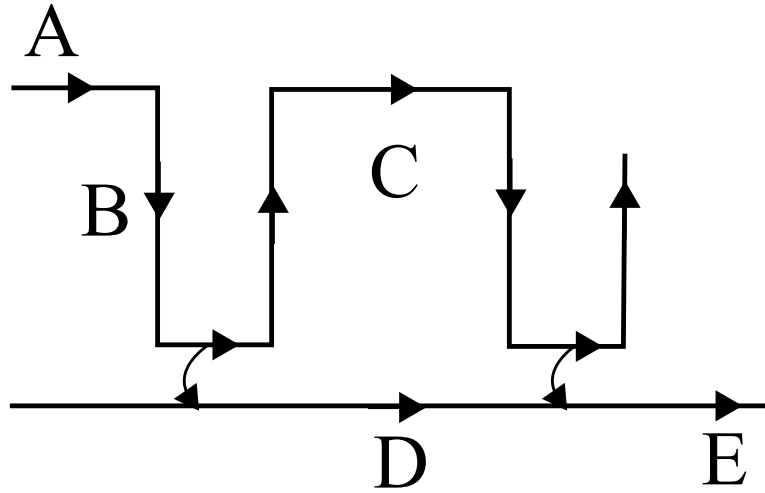


Рис. 8.2: Принципиальная схема реализации электронного интерферометра при помощи со-направленных краевых состояний в режиме КЭХ. Электрон движется по внутреннему краевому состоянию из точки А и может либо перейти в внешнее краевое состояние в первой области взаимодействия и уйти в омический контакт (путь ABDE) либо остаться во внутреннем краевом состоянии вплоть до второй области взаимодействия, где перейти во внешнее краевое состояние (путь ABCE).

щее от нижнего энергетического уровня) краевое состояние, а второе будет распространяться по границе концентраций в подзатворной области и не покрытой затвором.

Таким образом, набор затворов нужной конфигурации позволяет реализовать структуру краевых состояний, представленную на Рис. 8.2. Одно краевое состояние распространяется строго вдоль границы образца. Второе, отделённое изначально значительным расстоянием, подходит к нему вдоль границы затвора и два со-направленных краевых состояния распространяются вдоль не покрытого затвором участка края. Затем они разделяются локально расположенным затвором и распространяются отдельно, после чего сводятся опять, и т.п.

В такой конфигурации краевых состояний, при обеспечении независимых омических контактов к краевым состояниям, возможно исследовать интерференционные эффекты в транспорте между краевыми состояниями. В силу геометрии, такой транспорт может осуществляться только в областях совместного со-распространения краевых состояний. Представим, что мы исследуем транспорт из внутреннего во внешнее краевое состояние. Электрон на Рис. 8.2 движется по внутреннему краевому состоянию из точки А и может либо перейти в внешнее краевое состояние в первой области взаимодействия и уйти в омический контакт (путь ABDE) либо остаться во внутреннем краевом состоянии вплоть до второй области взаимодействия, где перейти во внешнее краевое состояние (путь ABCE). Если эти траектории когерентны, мы можем ожидать интерференционных осцилляций в транспортном токе при изменении магнитного потока через центральную область между двумя областями взаимодействия краевых состояний.

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 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. В частности, в реальных образцах при наличии спина электрона два нижних энергетических уровня, и, соответственно, два внешних краевых состояния, отличаются по спину. Возникает вопрос о принципиальной возможности существования процесса переноса заряда между краевыми состояниями, который бы сохранял когерентность.

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].

### Геометрия квази-Корбино

Для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями была разработана [44] специальная геометрия образцов, названная геометрией квази-Корбино, позволяющая реализовать независимые омические контакты к краевым состояниям, распространяющимся вдоль одного и того же края на участке ограниченной длины. В данной геометрии детально исследовались процессы транспорта между краевыми состояниями в режимах целочисленного и дробного КЭХ. Полученные результаты частично представлены в обзорах [1, 2]. Ниже мы коснёмся только модификации этой геометрии для реализации электронного интерферометра, см. Рис. 8.3.

Двумерная электронная система ограничена прямоугольной областью с макроскопическими (примерно 2 мм x 2 мм) размерами. Внутри области, занятой двумерным газом, сформирована вторая, независимая, граница путём удаления двумерного электронного газа из области с характерными размерами 0.5 мм x 0.5 мм. К обеим границам сделаны омические контакты. В квантующих магнитных полях, при факторе заполнения 2, у каждой границы существует по 2 со-направленных краевых состояния. Затвор специальной формы позволяет понизить электронную концентрацию в подзатворной области до фактора заполнения 1. При этом на границе затвора одно из краевых состояний проходит в подзатворную область и идёт вдоль травлёной границы образца, в то время как второе следует вдоль границы затвора. В результате возникает конфигурация краевых состояний, представленная на Рис. 8.3.

Два краевых состояния, со-распространяющиеся в узкой (3 мкм) области затворной щели на внешней границе образца происходят от омических контактов, расположенных на разных (внутренней и внешней) границах образца. Вне этой области затворной щели прямой транспорт между внешними и внутренними краевыми состояниями (рассеяние с края на край) невозможен в силу макроскопических размеров образца. Размер области затворной щели выбран так, чтобы в любом случае быть значительно меньше характерной длины установления равновесия между краевыми состояниями (100 мкм - 1 мм при низкой температуре [20]). Таким образом, данная экспериментальная геометрия позволяет напрямую исследовать транспорт между со-направленными краевыми состояниями, в том числе при значительных (превышающих спектральные щели) разностях электрохимических потенциалов между ними [1, 2].

Для реализации описанной выше интерференционной схемы в область затворной щели введён маленький дополнительный затвор. Двумерный электронный газ под этим затвором обеднён до того же фактора заполнения 1, так что область взаимодействия краевых состояний оказы-

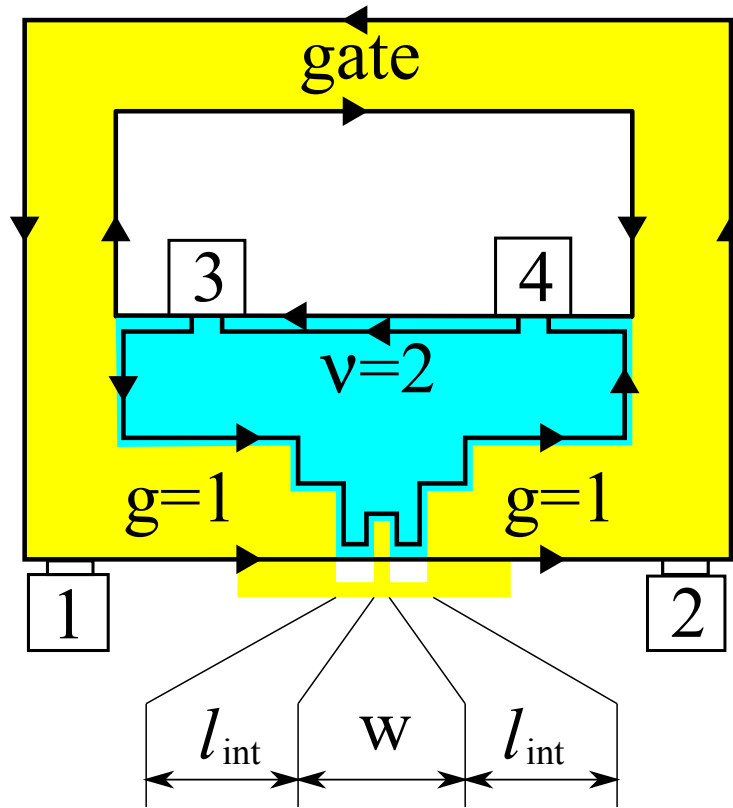


Рис. 8.3: Реализация интерферометра при помощи геометрии квази-Корбино, разработанной для исследования транспорта между со-направленными краевыми состояниями. Затвор (жёлтый цвет) задаёт геометрию эксперимента, обедняя двумерный электронный газ под ним до фактора заполнения 1. В не покрытой затвором части образца (зелёный цвет) фактор заполнения остаётся равным 2. Омические контакты (прямоугольник с цифрой) сделаны к обеим, внутренней и внешней, травлёным границам образца. Краевые состояния возникают у границ образца, одно из них, следуя вдоль границы затвора, контролируемым образом 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).

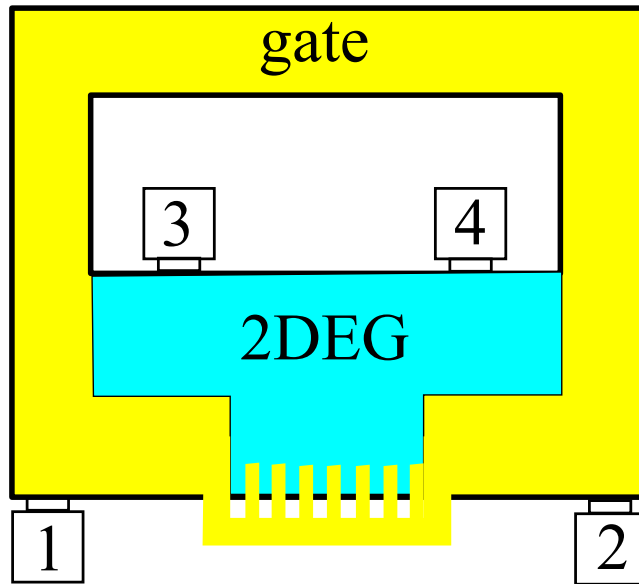


Рис. 8.4: Реализация интерферометра квази-Фабри-Перо (из работы [163]). Область затворной щели шириной 10 мкм содержит набор дополнительных затворов малой ширины (200 нанометров каждый), разделённых областями взаимодействия по 400 нанометров. Предполагалось, что трансляционное повторение структуры с Рис. 8.2 усилит видимость интерференционной картины: электроны, не перешедшие во внешнее краевое состояние во второй области взаимодействия следуют к третьей, и т.д., так что создаётся аналог интерферометра Фабри-Перо с числом отражений, ограниченный числом дополнительных затворов.

ваются разбита на две: одно краевое состояние проходит под затвором, а второе огибает затвор. Именно таким образом реализуется структура краевых состояний, представленная на Рис. 8.2. При этом область двумерного газа под дополнительным затворчиком представляет собой внутренность иттерференционной 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. Дополнительный затвор электрически связан с основным вне образца, что позволяет проводить их совместную калибровку (см. ниже).

### 8.3 Интерферометр квази-Фабри-Перо на основе со-направленных краевых состояний

Исторически, первой была предпринята попытка реализовать интерферометр типа Фабри-Перо в данной геометрии [163, 164], см. Рис. 8.4.

В этом эксперименте априори не была известна сама возможность наблюдать интерференционные осцилляции в такой геометрии. Кроме того, ничего не было известно про длину когерентности. По этой причине в области затворной щели располагался не один, а много дополнительных затворчиков малых размеров, шириной по 200 нанометров каждый, разделённых областями вза-

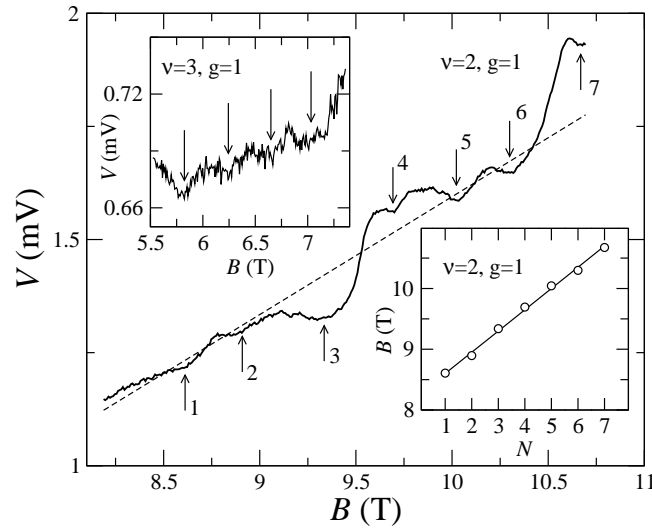


Рис. 8.5: Пример интерференционных осцилляций для интерферометра квази-Фабри-Перо для факторов заполнения 2 в области затворной щели, 1 под затвором (из работы [163]). Вставка внизу справа показывает зависимость положения осцилляции от её номера, что позволяет определить период осцилляций 0.35 Тл. Вставка слева сверху демонстрирует осцилляции с тем же периодом для факторов заполнения 3 и 1, т.е. для схожей конфигурации краевых состояний. Для измерений через образец задавался ток  $I = 11.49$  нА.

имодействия по 400 нанометров. При ширине области затворной щели в 10 мкм в ней помещалось 14 таких затворчиков. Малый размер одного затвора позволял надеяться, что даже при малой длине когерентности хотя бы один дополнительный затвор будет работать как интерферометр. Предполагалось так же, что трансляционное повторение структуры с Рис. 8.2 усилит видность интерференционной картины: электроны, не перешедшие во внешнее краевое состояние во второй области взаимодействия следуют к третьей, и т.д., так что создаётся аналог интерферометра Фабри-Перо. При этом аналогия не полная: в нашем приборе количество отражений ограничено количеством дополнительных затворов в области затворной щели, т.е. данный прибор скорее можно назвать квази-Фабри-Перо.

На Рис. 8.5 показан пример интерференционных осцилляций в транспорте через такую структуру (из работы [163]). В этих измерениях задавался ток между одним из внешних и одним из внутренних омических контактов (между 1 и 3 на Рис. 8.4), и измерялась разность потенциалов с оставшихся контактов 2 и 4, отражающая транспорт поперёк края в области затворной щели [1, 2]. При изменении магнитного поля в режиме КЭХ при факторах заполнения 2 в щели и 1 под затвором наблюдались эквидистантные осцилляции с периодом 0.35 Тл, см. Рис. 8.5. Осцилляции с тем же периодом наблюдались при факторах заполнения 3 в области затворной щели и 1 под затвором, что соответствует принципиально той же конфигурации краевых состояний, что и на Рис. 8.4: транспорт изучается между двумя внешними, спин-расщеплёнными краевыми состояниями в области затворной щели, при этом общее количество краевых состояний равно фактору заполнения (3), два из которых находятся при одном электрохимическом потенциале и распространяются вдоль границы затвора. Референсный образец без структуры дополнительных затворов в области щели не демонстрировал каких-либо осцилляций. Измеренное напряжение в таком образце монотонно увеличивается с полем, отражая поведение обменно-увеличенной зеемановской щели [47].



Анализ обнаруженных осцилляций выявил 2 неожиданные особенности: интерференционные осцилляции наблюдаются при больших (диапазон милливольт) разбалансах электрохимических краевых состояний, см. Рис. 8.5, и измеренный период только очень грубо соответствует предполагаемому из литографических размеров отдельного элемента. Первая особенность отражает, как и ожидалось, отличие процессов декогеренции в наших образцах от интерферометров на основе квантовых точечных контактов. Вторая - тот факт, что при малых размерах элемента, создаваемого электростатически с помощью затвора, необходимо учитывать размер области обеднения. Подробнее эти вопросы (а так же спин электрона) будут рассмотрены при обсуждении интерферометра типа Маха-Цендера.

В данной геометрии были продемонстрированы [164] интерференционные осцилляции при дробном факторе заполнения  $2/3$  под затвором. В то же время, не было получено надёжных свидетельств осцилляций при факторе заполнения  $1/3$ . Кроме того, исследовались различные режимы работы интерферометра (вариация магнитного поля при постоянном затворном напряжении, одновременная вариация поля и затворного напряжения).

Несмотря на полученные результаты, выявились и недостатки геометрии квази-Фабри-Перо. Элементы малого размера имеют плохую повторяемость при литографии. В силу этого, наличие многих дополнительных затворов не увеличивает, а скорее уменьшает видность осцилляций. Кроме того, малый размер элемента соответствует сравнительно большому периоду осцилляций, что не позволяет наблюдать заметное число осцилляций в пределах состояния КЭХ на высококачественных образцах с узкими плато, в которых и наблюдается режим дробного КЭХ.

Эти ограничения экспериментальной методики потребовали перехода к простейшей геометрии Маха-Цендера (см. Рис. 8.2,8.3) с одним дополнительным, сравнительно крупным, затвором в области затворной щели.

## 8.4 Интерферометр типа Маха-Цендера на основе со-направленных краевых состояний

Геометрия и основная идея интерферометра типа Маха-Цендера представлена на Рис. 8.2,8.3. Ещё раз подчеркнём, что электрон, дающий вклад в транспортный ток, не испытывает многократных отражений в данной геометрии: в силу однонаправленности транспорта по краевым состояниям, электрон, не перешедший между краевыми состояниями во второй области взаимодействия покидает область затворной щели и не даёт вклада в транспортный ток, т.е. мы имеем полную аналогию с оптическим интерферометром Маха-Цендера.

Рис. 8.6 представляет изображение рабочей области интерферометра (щель основного затвора у внешнего края мезы шириной 3 мкм и дополнительный затвор шириной 1 мкм по центру щели, литографическая длина дополнительного затвора примерно 0.3 мкм) полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа для одного из исследованных образцов. Сам образец и основной затвор изготавливались с помощью фотолитографии, дополнительный затвор - с помощью электронной литографии. На рисунок схематически (пунктирными линиями) нанесено расположение краевых состояний и номера контактов, к которым подходят эти состояния на Рис. 8.3. Исследовались образцы с разной шириной дополнительного затвора.

В этих экспериментах задавался ток между контактами 1 и 3 на Рис. 8.3, при этом контакт 3 заземлялся, и измерялся электрохимический потенциал внешнего контакта 2 при помощи элект-

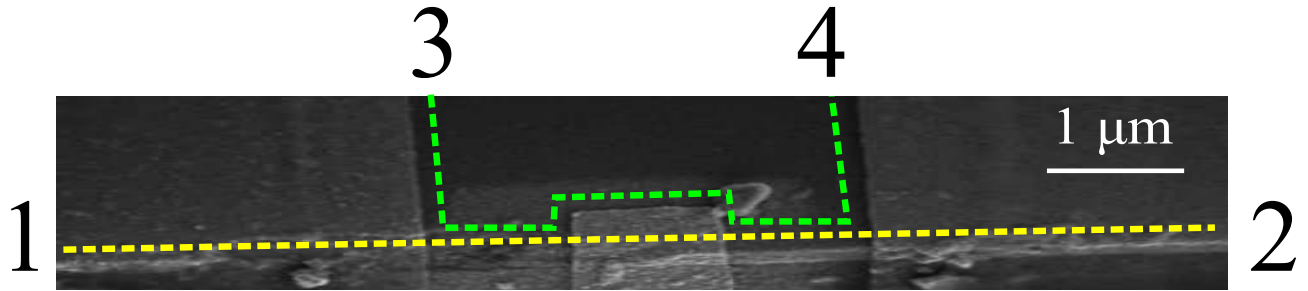


Рис. 8.6: Снимок рабочей области интерферометра (область затворной щели и дополнительный затвор, из работы [165]), полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа. Дополнительный центральный затвор соединяется с основным вне области, занимаемой двумерным газом (за пределами мезы). Пунктирными линиями схематически показано положение краевых состояний. Арабские цифры указывают номера контактов на Рис. 8.3, к которым подходят соответствующие краевые состояния.

трометра. Электрохимпотенциал этого контакта отличается от электрохимпотенциала контакта 1 протекания тока между внешним и внутренним краевыми состояниями в области затворной щели. Поскольку транспорт между краевыми состояниями чувствителен к эффектам интерференции, мы можем ожидать наличия интерференционных осцилляций в измеренном сигнале.

Фаза осцилляций в данном эксперименте менялась либо изменением магнитного поля в пределах соответствующего состояния КЭХ при постоянном затворном напряжении, либо изменением затворного напряжения, опять-таки в пределах соответствующего состояния КЭХ, при постоянном магнитном поле. В первом случае, в пределах режима КЭХ, под затвором фиксирован фактор заполнения, а не концентрация как могло бы показаться, см. [167]. Во втором случае фиксирована именно концентрация (состояние под затвором несжимаемо в пределах режима КЭХ [18]). Эти два режима управления фазой существенно отличаются при исследовании интерференции в режиме дробного КЭХ (см. ниже). Все изменения проводились чрезвычайно медленно, так чтобы образец все время находился в стационарном состоянии.

#### 8.4.1 Режим целочисленного квантового эффекта Холла

Примеры интерференционных осцилляций при целом факторе заполнения под затвором приведены на Рис. 8.7. На левой панели монотонный ход вычтен для лучшей демонстрации осцилляций. На правой никаких вычитаний не проводилось. При выходе за пределы режима КЭХ с фактором заполнения 1 под затвором сигнал на правой панели падает, что отражает особенности транспорта в данной геометрии: в этом случае диссипативный ток течёт не только в области затворной щели, но и везде под затвором в силу ненулевой диссипативной проводимости двумерного газа вне режима КЭХ. Это приводит к уменьшению сопротивления образца и падению сигнала в нашей схеме измерений.

У экспериментальных кривых есть 2 существенные особенности. Во-первых, мы действительно наблюдаем интерференционные осцилляции при значительных (порядка спектральной щели) разбалансах электрохимпотенциалов краевых состояний. Во-вторых, отдельная осцилляция при увеличении магнитного поля смещается в сторону больших (с учётом знака) затворных напряже-

$\nu=2$   $g=1$

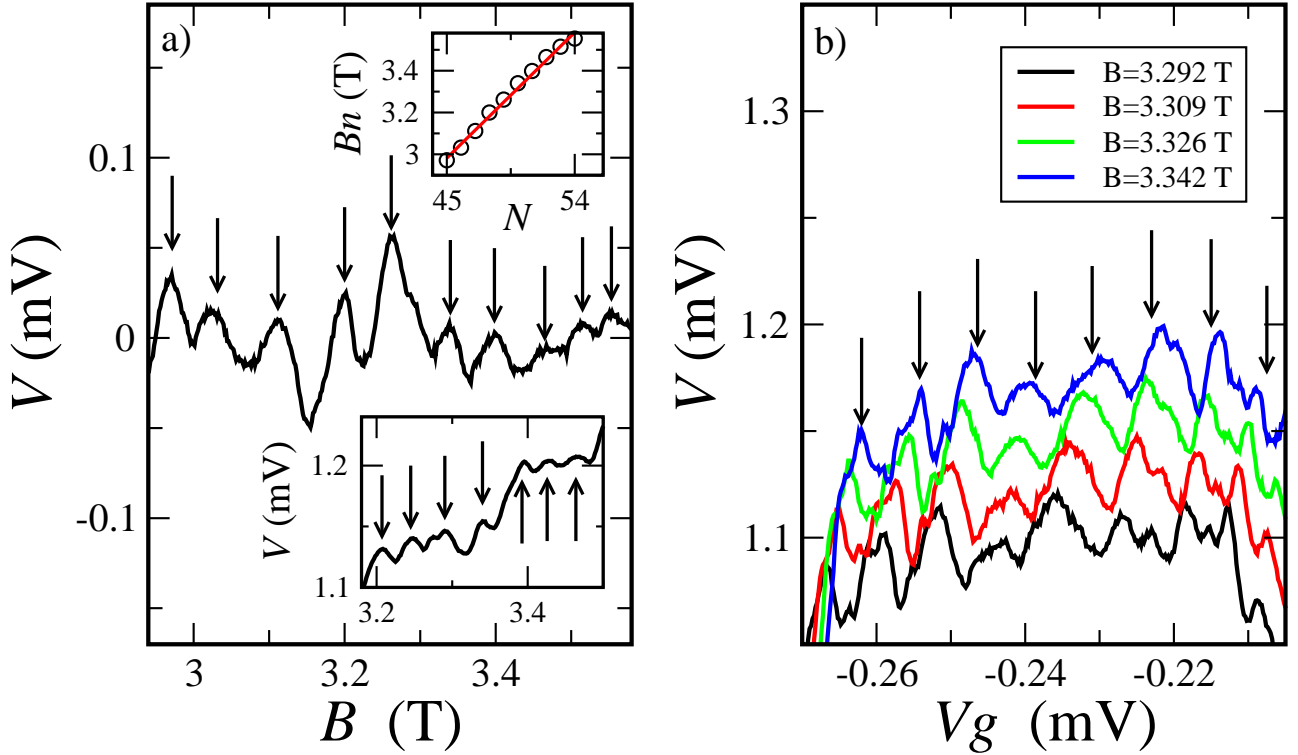


Рис. 8.7: Пример интерференционных осцилляций в режиме целочисленного КЭХ при факторе заполнения 1 под затвором (из работы [165]) при минимальной температуре 30 мК. Слева - изменение магнитного поля при фиксированном затворном напряжении, из кривой вычтен монотонный ход  $V(B)$ , отражающий поведение зеемановского расщепления на краю образца [47]. Справа - изменение затворного напряжения при фиксированном магнитном поле для различных значений магнитного поля. Монотонный ход не вычитался. Измерительный ток  $I = 4$  нА. Построение зависимости положения осцилляции от её номера (пример - верхняя вставка на левой панели) позволяет надёжно определить периоды  $\Delta B = 67$  мТл и  $\Delta V_g = 7.8$  мВ соответственно для образца с 1 мкм дополнительным затвором. Вставка внизу левой панели показывает пример осцилляций с образца с другой шириной дополнительного затвора (1.5 мкм) с периодом 45 мТл, монотонный ход  $V(B)$  не вычитался. Измерительный ток  $I = 10$  нА.

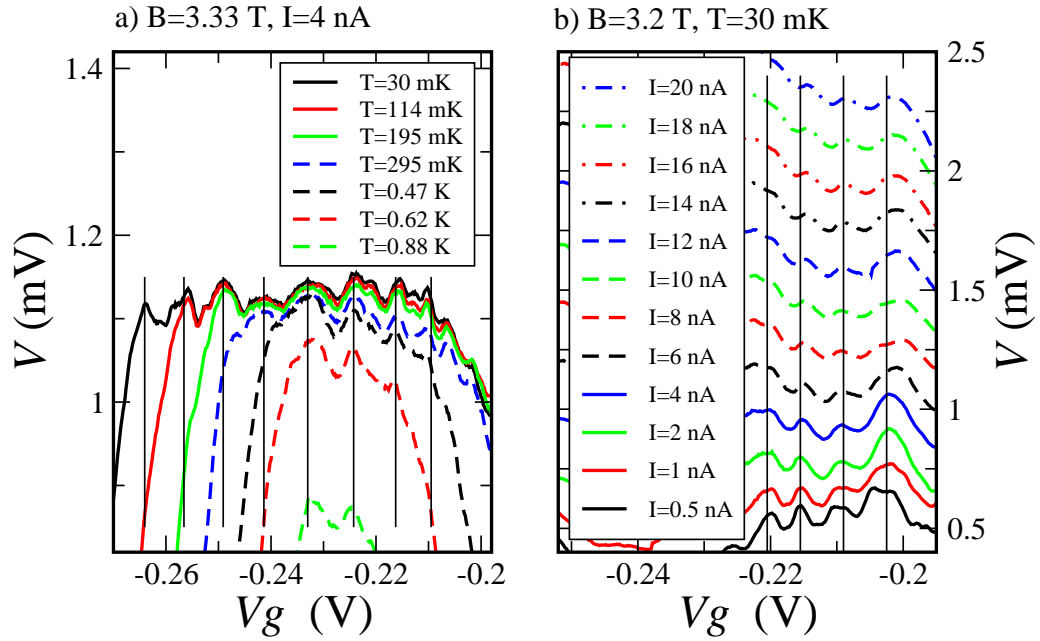


Рис. 8.8: Пример независимости интерференционных осцилляций в режиме целочисленного КЭХ при факторе заполнения 1 под затвором от температуры (слева) и разбаланса между краевыми состояниями (справа) (из работы [165]).

ний. Подобное поведение характерно для режима Ааронова-Бома [148]: в нашей геометрии увеличение затворного напряжения приводит к уменьшению эффективной площади интерферометра (за счёт электростатических эффектов на краю малого затвора), что соответствует зависимости фазы  $\Phi = BS$ , характерной для режима интерференции Ааронова-Бома [148].

Другим характерным признаком реализации режима интерференции Ааронова-Бома является независимость периода осцилляций по полю от фактора заполнения вне петли интерферометра [148], т.е. в области затворной щели в нашем образце. Действительно для образца с шириной дополнительного затвора 1 мкм при факторе заполнения 1 под затвором мы получили период 67 мТл для фактора заполнения 2 в щели и 70 мТл для фактора заполнения 3, см. так же результат для квази-Фабри-Перо на Рис. 8.5. В кулоновском же режиме, когда картина осцилляций определяется процессами перезарядки активной области интерферометра, период осцилляций по полю обратно пропорционален фактору заполнения вне петли интерферометра [146, 147].

Режим Ааронова-Бома, реализующийся в нашем интерферометре позволяет вычислить эффективную площадь петли интерферометра. Для образца с шириной малого затвора в 1 мкм соответствующая площадь составляет  $S = \Phi_0/\Delta B \approx 0.1 \text{ мкм}^2$ . Эта величина достаточно разумна, поскольку литографическую длину малого затвора (0.3 мкм) необходимо уменьшить на ширину области обеднения на границе мезы (примерно равной глубине залегания двумерного газа, 0.2 мкм). Важно, что период осцилляций скалируется с шириной затвора: для образца с 1.5 мкм малым затвором мы получили период в 45 мТл, что соответствует  $S = \Phi_0/\Delta B \approx 0.15 \text{ мкм}^2$ .

Наблюдение интерференционных осцилляций при столь значительных разбалансах электрохимических потенциалов между краевыми состояниями наводит на мысль, что за сохранение когерентности при переносе электрона между краевыми состояниями отвечает некоторый неравновесный процесс. Этот вывод подтверждается Рис. 8.8, где показано, что интерференционные осцилляции

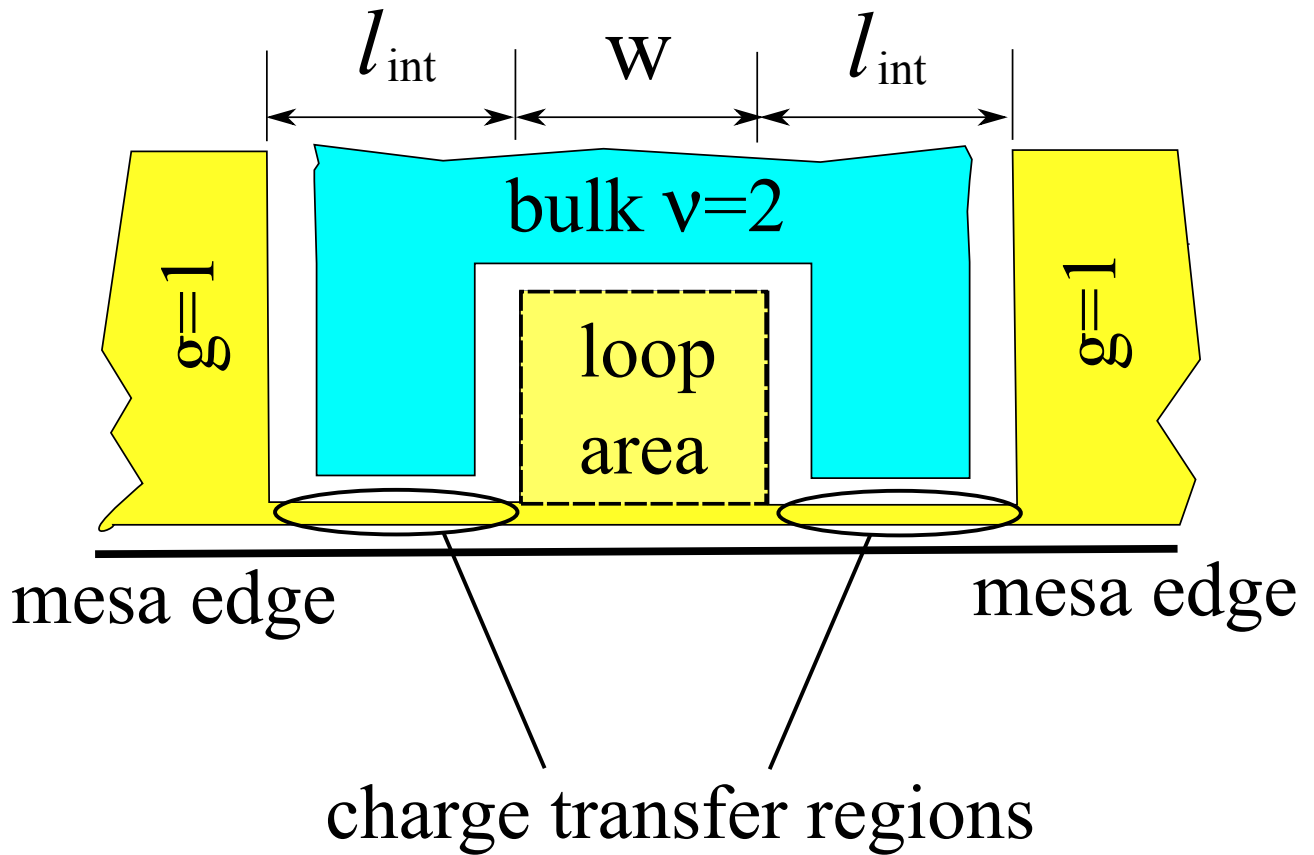


Рис. 8.9: Структура сжимаемых (белый цвет) и несжимаемых (жёлтый - для локального фактора заполнения 1 под затвором и внутри несжимаемой полосы на краю, зелёный - для фактора заполнения 2 в области затворной щели) областей электронной жидкости в рабочей области интерферометра (из работы [165]). Дополнительный центральный затвор локально увеличивает ширину несжимаемой полосы с фактором заполнения 1. Электронный транспорт поперёк несжимаемой полосы происходит по обе стороны от этой области.

не зависят от разбаланса и температуры образца до тех пор, пока сохраняется режим КЭХ. При этом ширина состояния КЭХ уменьшается с увеличением температуры, так что электронный газ отслеживает изменение температуры ванны.

Для понимания процессов в таком интерферометре необходимо обратиться к реальной структуре края образца. Как было предположено теоретически [9] и продемонстрировано в различных экспериментах по визуализации [11], учёт электрон-электронного взаимодействия приводит к тому, что одномерные пересечения заполненных уровней энергии с уровнем Ферми превращаются в полосы сжимаемой электронной жидкости конечной ширины. Эти полосы разделены несжимаемыми областями, в которых локальный фактор заполнения постоянен. Структура сжимаемых и несжимаемых областей внутри затворной щели показана на Рис. 8.9.

Геометрия квази-Корбино позволяет исследовать транспорт поперёк отдельной несжимаемой полосы, локальный фактор заполнения в которой равен фактору заполнения под основным затвором [1, 2]. Дополнительный затвор в области затворной щели фактически локально уширяет эту несжимаемую полосу, так что перенос электронов между двумя сжимаемыми полосками происходит по обе стороны от этого затвора, см. Рис. 8.9.

Такой транспорт имеет несколько существенных особенностей. Рассмотрим энергетический профиль поперёк края в области между основным и дополнительным затвором, см. Рис. 8.10. При отсутствии разбаланса электрохимпотенциалов между сжимаемыми состояниями (т.е. при отсутствии тока поперёк края) энергетический профиль изображён на Рис. 8.10 (а). Два заполненных в объёме подуровня Ландау поднимаются вверх краевым потенциалом при приближении к краю. Каждый из них приколот к уровню Ферми в некоторой окрестности точки пересечения (сжимаемая полоса). Приложенный между этими сжимаемыми полосами разбаланс модифицирует краевой потенциал в несжимаемой полосе. При определённой полярности (в нашей установке - положительной), приложенный разбаланс будет сглаживать скачок потенциала в несжимаемой полосе, и полностью сгладит его как изображено на Рис. 8.10 (b) при значении разбаланса, равном спектральной щели в несжимаемой полосе [1, 2].

Такая модификация краевого потенциала имеет важное значение для транспорта поперёк края образца. При малых разбалансах возможен только прямой перенос электронов между сжимаемыми областями с необходимым переворотом спина. При разбалансах, превышающих спектральную щель, добавляется ещё процесс, изображённый на Рис. 8.10 (с): электрон может быть упруго перенесён в свободное возбуждённое состояние, фактически внутри того же подуровня Ландау. Далее, распространяясь вдоль края электрон в конце концов релаксирует вертикально с переворотом спина.

Именно этот транспортный канал отвечает за интерференцию в наших образцах, см. Рис. 8.10 (с): электрон может быть перенесён в возбуждённое состояние в первой щели между затворами и распространяться в этом состоянии вдоль края до второй щели, либо может обогнуть затвор и быть перенесённым во второй щели. Обе эти траектории не требуют изменения спина и энергии электрона, т. е. когерентны. Длина когерентности в такой картине определяется длиной энергетической релаксации электрона на краю, порядка 10 мкм при малых разбалансах [168]. Значение при больших разбалансах достоверно неизвестно. Судя по наличию выраженных интерференционных осцилляций в нашем эксперименте, эта длина превышает ширину дополнительного затвора, см. Рис. 8.10 (с).

Предложенная для объяснения интерференции картина не только согласуется с экспериментальными данными, но и допускает простую проверку. Появление дополнительного канала в транспорте поперёк края образца при разбалансах, превышающих спектральную щель отражается [1, 2] отражается на вольт-амперной характеристике образца в геометрии квази-Корбино, см. см. Рис. 8.11 (а). Наклон вольт-амперной кривой скачком уменьшается при разбалансе, равном спектральной щели, что было использовано для спектроскопии на краю в различных системах [1, 2, 47]. Если предложенная картина интерференции верна, вольт-амперные характеристики будут чувствовать эффекты интерференции только выше этого скачка, что действительно наблюдается в эксперименте, см. Рис. 8.11 (b). Таким образом, предложенный интерферометр принципиально отличается от стандартного, где приложенный разбаланс подавляет интерференцию [149, 150, 151, 152, 153, 154, 155, 156].

#### 8.4.2 Режим дробного квантового эффекта Холла

Интерферометр типа Маха-Цендера на основе со-направленных краевых состояний представляет особый интерес для исследований в режиме дробного квантового эффекта Холла. Малые размеры петли интерферометра позволяют ожидать наблюдения интерференционных осцилляций при

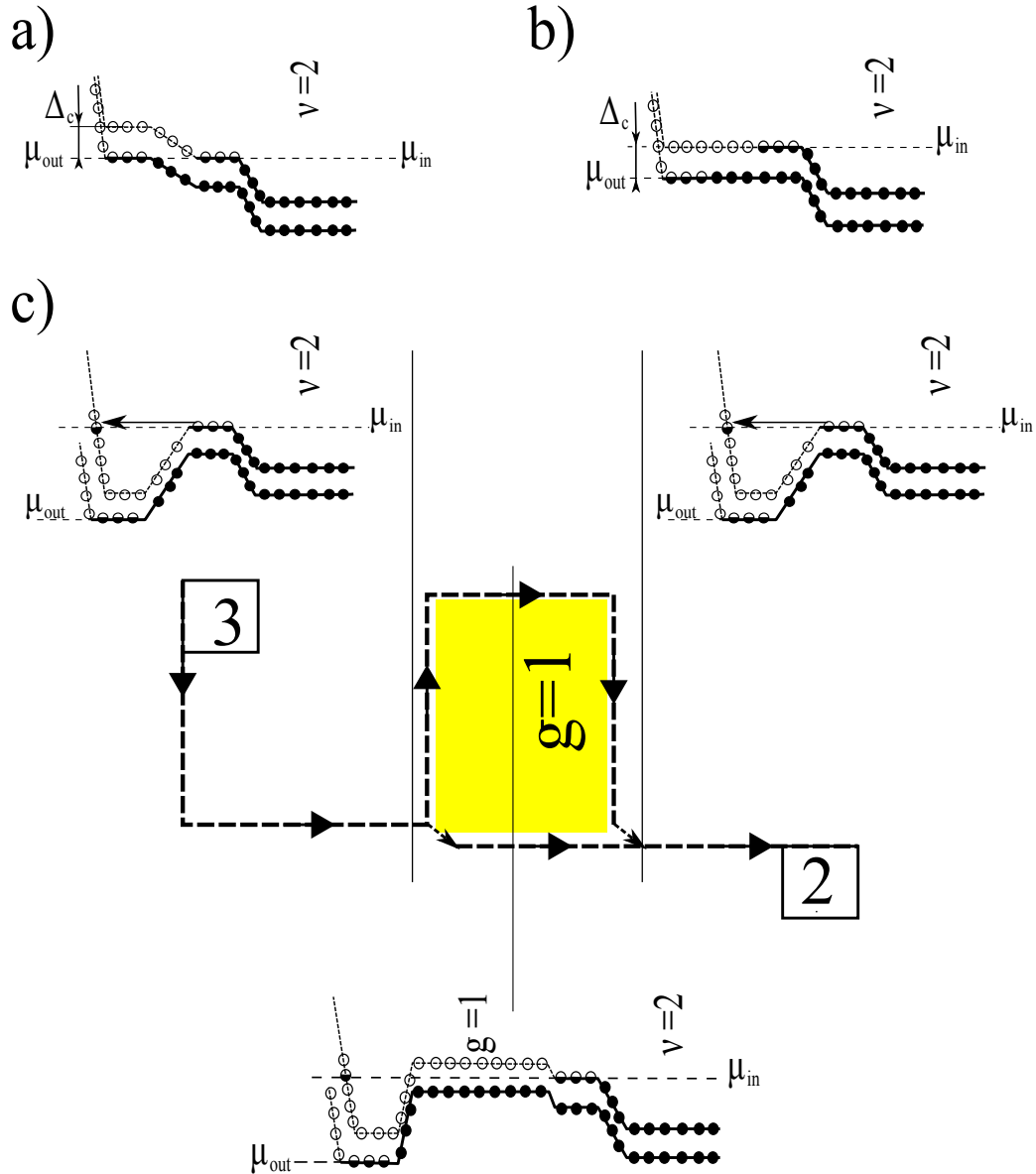


Рис. 8.10: Энергетический профиль поперёк края образца в различных частях интерферометра (из работы [165]). (а) Между основным и дополнительным затворами при отсутствии приложенного разбаланса электрохимических потенциалов. Два заполненных в объёме подуровня Ландау поднимаются вверх краевым потенциалом при приближении к краю. Каждый из них приколот к уровню Ферми в некоторой окрестности точки пересечения (сжимаемая полоса), ср. [9]. (б) Там же при созданном разбалансе электрохимических потенциалов сжимаемых полос, равном энергетической щели в несжимаемой полосе между ними (ситуация плоских зон), ср. [47]. (в) В различных частях интерферометра при разбалансах, превосходящих исходную щель в несжимаемой полосе. Стрелка показывает появляющийся в этом режиме канал транспорта поперёк края в возбуждённое состояние с той же энергией и спином. Именно этот канал отвечает за сохранение когерентности. Транспорт поперёк края подавлен в области центрального затвора в силу локального уширения несжимаемой полосы.

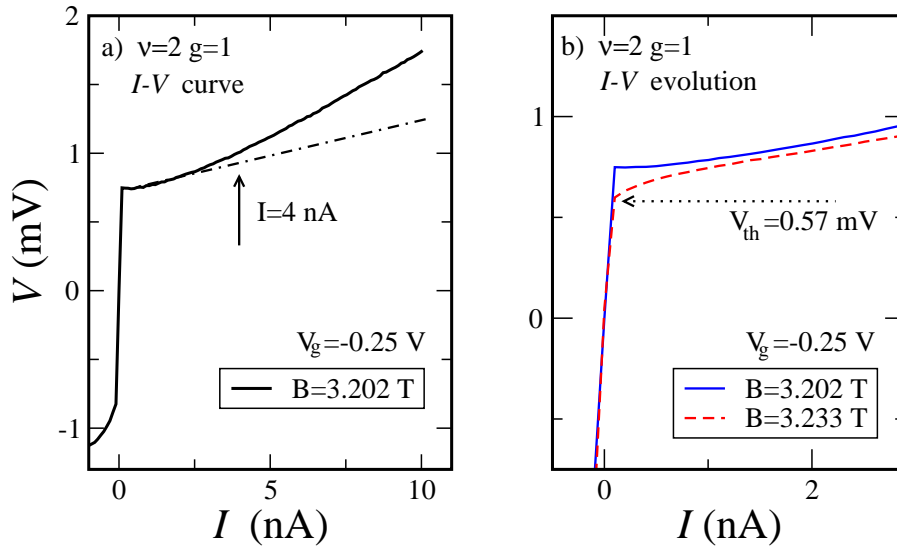


Рис. 8.11: Вольт-амперные характеристики транспорта между краевыми состояниями в образцах с дополнительным затвором в области затворной щели при целых факторах заполнения 1 под затвором и 2 в области затворной щели (из работы [165]). (а) Отдельная кривая в широком интервале токов (б) Начальные участки двух кривых, при значениях поля и затворного напряжения, соответствующих максимуму и минимуму интерференционных осцилляций. Видно, что все изменения происходят при разбалахсах между краевыми состояниями, превышающими порог при котором появляется канал транспорта, указанный на Рис. 8.10 (с).

дробных факторах заполнения. В то же время, реализуемая интерференционная схема нечувствительна к эффектам перезарядки даже для малых размеров интерференционной петли. При этом область внутри петли представляет собой несжимаемую квантовохольную жидкость при постоянном факторе заполнения.

Примеры интерференционных кривых для режима дробного КЭХ представлены на Рис. 8.12. Интерференционные осцилляции при дробном факторе заполнения  $1/3$  имеют значительно меньшую амплитуду. Они так же наблюдаются только при малых значениях разбаланса и при минимальных температурах, см. Рис. 8.13. Разница с режимом целочисленного КЭХ возникает по очевидным причинам: при локальном факторе заполнения  $1/3$  внутри несжимаемой полосы на Рис. 8.9 нет необходимости в сильной модификации краевого потенциала для появления когерентного канала транспорта, поскольку электроны по обе стороны от несжимаемой полосы принадлежат одному и тому же энергетическому подуровню. Таким образом, интерференция может наблюдаться и при малых разбалахсах при дробных факторах заполнения, меньших 1, в то время как при увеличении разбаланса уменьшается время жизни электрона в возбуждённом состоянии, что особенно существенно в режиме дробного КЭХ [115, 116].

Существенной особенностью данной интерференционной схемы является её независимость от процессов перезарядки двумерного электронного газа внутри интерференционной петли даже при малых размерах последней. Такой режим (режим Ааронова-Бома [148]) экспериментально продемонстрирован для целых факторов заполнения внутри петли. Можно ожидать, что режим не изменится при переходе к дробному КЭХ: режим (Ааронова-Бома или кулоновский) определяется конкуренцией спектральной щели и щели размерного квантования [148]. Обе эти величины существенно не меняются при переходе к фактору заполнения  $1/3$  на од-



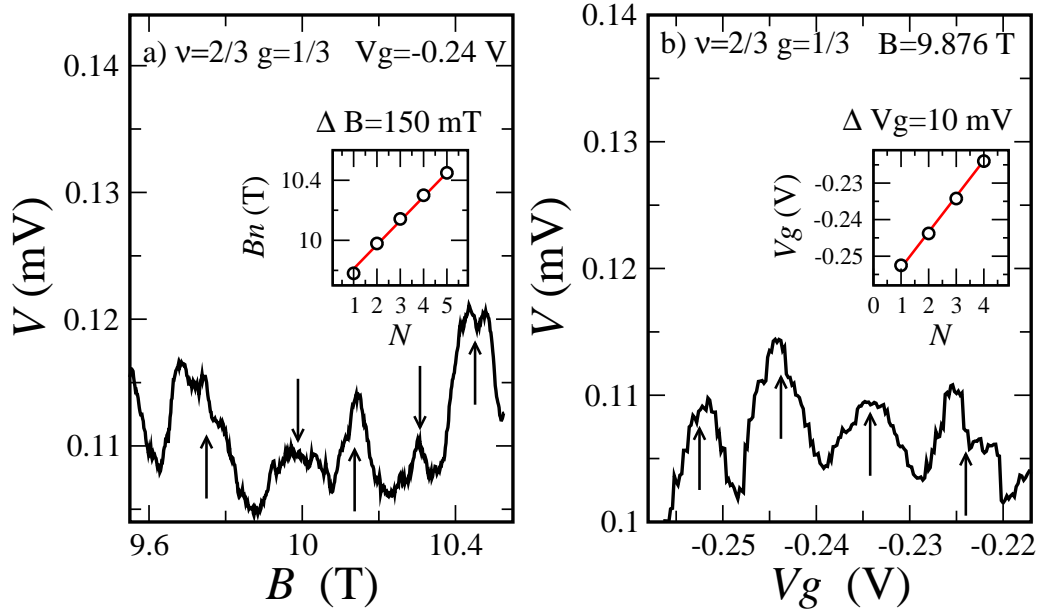


Рис. 8.12: Пример интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ для образца с шириной дополнительного затвора 1.5  $\mu\text{м}$  (из работы [166]) при факторах заполнения  $1/3$  под затвором и  $2/3$  в области затворной щели. Слева - изменение магнитного поля при фиксированном затворном напряжении. Справа - изменение затворного напряжения при фиксированном магнитном поле для различных значений магнитного поля. Построение зависимости положения осцилляции от её номера позволяет надёжно определить период (см вставки),  $\Delta B = 150$  мТ (a) и  $\Delta V_g = 10$  мВ (b) соответственно. Измерительный ток  $I = 0.3$  нА.

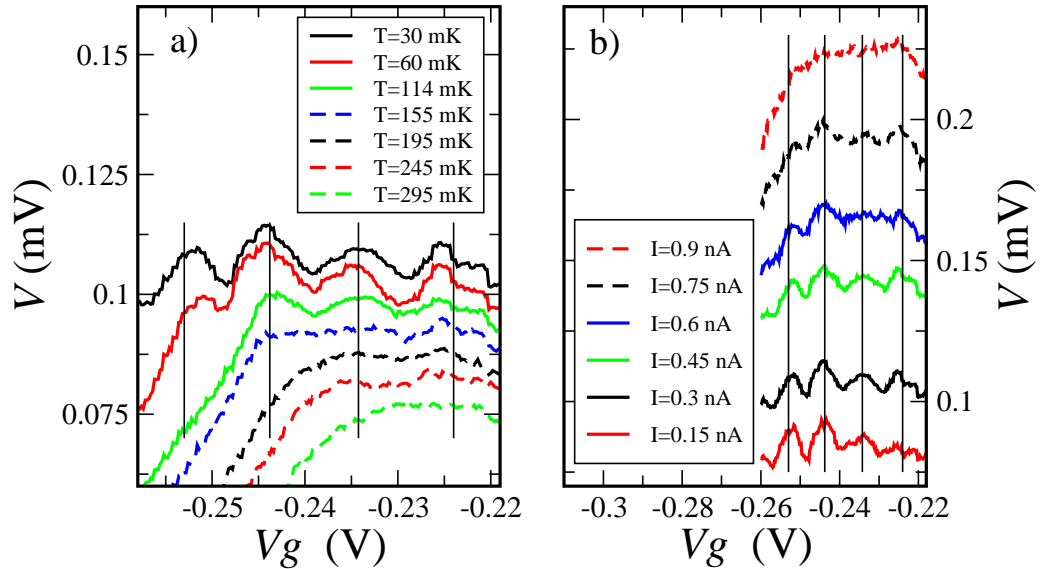


Рис. 8.13: Подавление интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ при увеличении температуры и разбаланса (из работы [166]) для факторов заполнения  $1/3$  под затвором и  $2/3$  в области затворной щели. Магнитное поле  $B = 9.876$  Тл. Измерительный ток  $I = 0.3$  нА для кривых на левой панели (a). Температура  $T = 30$  мК для кривых на правой панели (b).

ном и том же образце (дробная щель в спектре при  $1/3$  примерно равна зеемановской на 1, измеренной в три раза меньшем поле). По всей видимости, реализация именно чистого режима Ааронова-Бома определяется особенностями транспорта в нашем приборе: в классическом Фабри-Перо [39, 139, 140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147] при наших размерах петли интерферометра реализуется чистый кулоновский режим даже для режима целочисленного КЭХ. В этих приборах электронный транспорт связан с добавлением заряда к квантовой точке, что сопряжено с эффектами перезарядки [148]. В нашем приборе электрон переносится в первой щели между затворами в возбуждённое состояние, и остаётся в этом состоянии как минимум до второй щели, только в этом случае мы можем наблюдать интерференцию. Очевидно, что этот канал транспорта никак не может добавить заряд к двумерной системе под дополнительным затвором, т.е. к внутренности петли интерферометра, что и обуславливает работу в режиме Ааронова-Бома при любых размерах петли интерферометра.

Таким образом, предложенный нами интерференционный прибор соединяет в себе достоинства стандартных интерферометров Маха-Цендера и Фабри-Перо: интерференция при дробных факторах заполнения реализуется в простейшем для анализа предельном режиме Ааронова-Бома, свободном от эффектов кулоновской блокады, и при этом интерференционная петля содержит внутри себя только электронную жидкость (нет вытравленной области, свободной от электронов, внутри петли интерферометра).

В этом случае имеет смысл прямое сравнение периодов осцилляций на одном и том же образце в режиме целочисленного и дробного КЭХ. Сравнение проводилось для факторов заполнения  $1$  и  $1/3$  под затвором, при этом в области затворной щели фактор заполнения был равен  $2$  и  $2/3$  соответственно. В режиме измерений при фиксированном затворном напряжении и вариации магнитного поля, на одном и том же образце, период по полю больше приблизительно в  $3$  раза при факторе заполнения  $1/3$  под затвором по сравнению с целочисленным фактором заполнения  $1$   $\Delta B^{1/3} \approx 3\Delta B^1$ . При изменении затворного напряжения в фиксированном магнитном поле период по напряжению так же приблизительно в  $3$  раза больше при факторе заполнения  $1/3$  под затвором по сравнению с целочисленным фактором заполнения  $1$   $\Delta V_g^{1/3} \approx 3\Delta V_g^1$ .

Эти соотношения наблюдались для двух образцов с разной шириной дополнительного затвора. Следует отметить, что для режима целочисленного КЭХ оптимальная видимость интерференционных осцилляций наблюдалась для образца с дополнительным затвором шириной  $1$  мкм, см. Рис. 8.7. Для дробного КЭХ осцилляции лучше всего видны для образца с  $1.5$  мкм затвором, по-видимому, из-за меньшей ширины областей перетекания заряда по обе стороны от дополнительного затвора, ср. Рис. 8.12 и Рис. 8.14.

Анализ периода интерференционных осцилляций требует определённой аккуратности даже в нашем случае, когда интерференционная схема исключает эффекты перезарядки. В частности, наивное ожидание периодичности фазы  $\Delta\Phi = \Delta(BS)$  с квантом  $\Phi^* = e/e^*\Phi_0 = \nu\Phi_0$  верно только в том случае, когда основное  $\nu = 1/3$  квантовоохольное состояние инвариантно внутри петли интерферометра [169]. В противном случае, при возникновении квазичастиц внутри интерференционной петли, период интерференционных осцилляций будет определяться обычным квантом потока  $\Phi_0 = hc/e$ , см. [169].

С экспериментальной точки зрения, (i) при резвёртке магнитного поля внутри состояния КЭХ при фиксированном затворном напряжении, можно было бы помыслить обе теоретические возможности [169], поскольку петля интерферометра сформирована локально на краю макроскопического образца, в отличие от ситуации изученной в работе [167]. Таким образом, необходимо

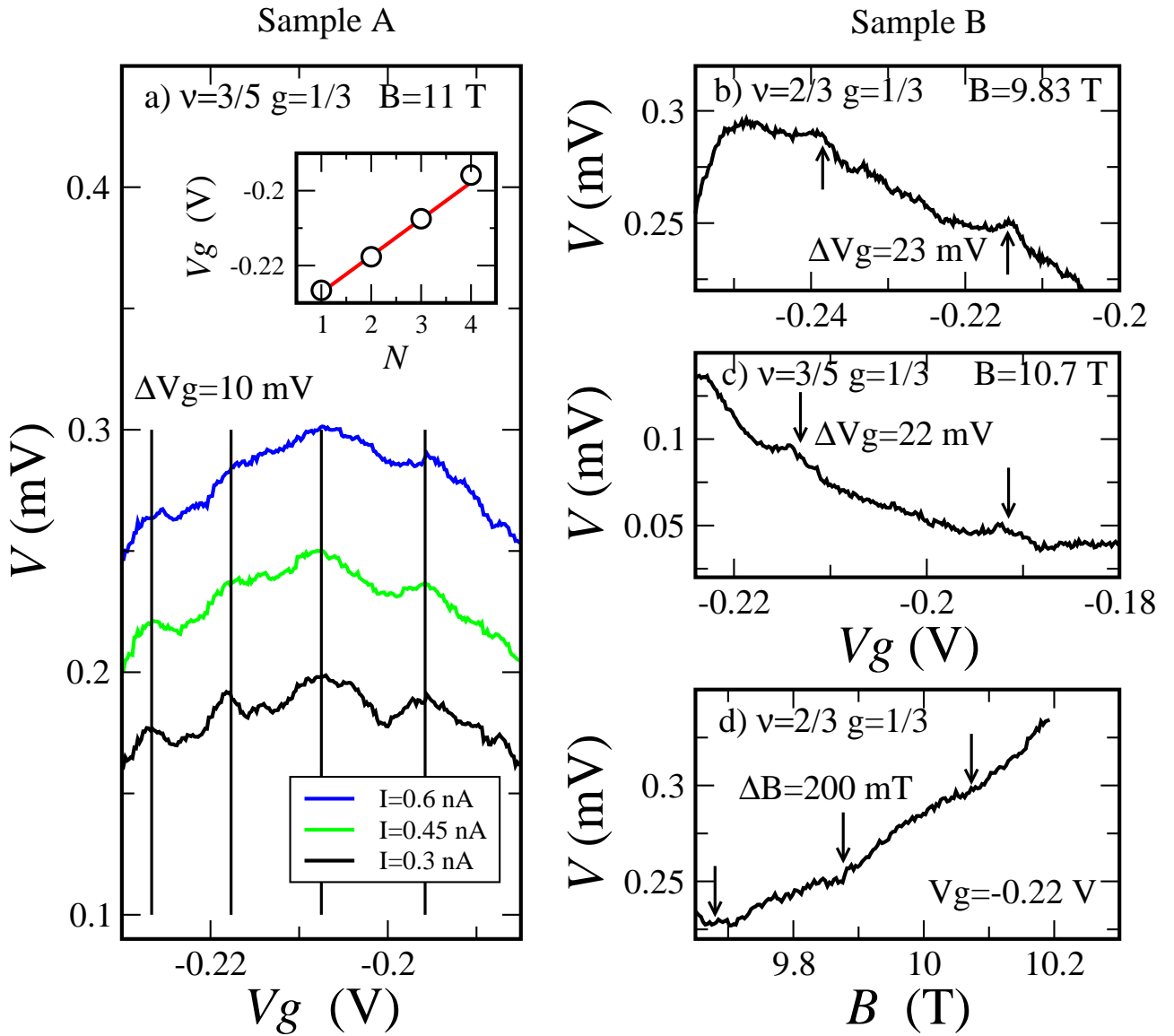


Рис. 8.14: (а) Подавление интерференционных осцилляций в режиме дробного КЭХ при увеличении разбаланса для образца с 1.5 мкм затвором при факторе заполнения в области щели затвора  $3/5$ . (b,c,d) Примеры интерференционных кривых для режима дробного КЭХ для образца с 1 мкм дополнительным затвором при факторах заполнения  $1/3$  под затвором и  $2/3$ ,  $3/5$  в области затворной щели: изменение затворного напряжения  $V_g$  при постоянном магнитном поле (b,c); изменение магнитного поля  $B$  при постоянном затворном напряжении (d). Измерительный ток  $I = 1$  нА для (b,d), и  $I = 0.3$  нА для (c). Температура  $T = 30$  мК для (a-d). (из работы [166]).

быть аккуратными при анализе данных, полученных в этом режиме. (ii) при смене затворного напряжения внутри состояния КЭХ при фиксированном магнитном поле, концентрация остаётся постоянной [18] поскольку квантовохольное состояние несжимаемо внутри плато КЭХ. Поскольку магнитное поле также постоянно, именно в этом режиме квантовохольное состояние инвариантно внутри петли интерферометра.

Начнём анализ данных как раз с режима развёртки магнитного поля при фиксированном затворном напряжении. Стоит ещё раз отметить, что в реализованном нами чистом режиме Ааронова-Бома поток через петлю интерферометра задан простейшим соотношением  $\Phi = BS$ , так что  $\Delta\Phi = S\Delta B$ . Кажется естественным приписать экспериментально обнаруженную разницу между  $\Delta B^{1/3}$  и  $\Delta B^1$  изменению в эффективной площади интерферометра  $S$ .

Однако, экспериментально обнаруженное соотношение  $\Delta B^{1/3} \approx 3\Delta B^1$  соответствует изменению площади  $S$  в три раза, что (i) представляется неоправданно большим (ii) очень близко к отношению факторов заполнения (iii) хорошо воспроизводится для двух разных образцов, так что вряд ли может быть случайным. Более того, в режиме целочисленного КЭХ продемонстрировано что эффективная площадь петли интерферометра  $S$  не зависит от магнитного поля и фактора заполнения.

Исходя из этих аргументов приходится сделать вывод что эффективная площадь петли интерферометра примерно постоянна, а экспериментально обнаруженная разница  $\Delta B^{1/3}$  и  $\Delta B^1$  связана с изменением периодичности по потоку - при факторе заполнения  $1/3$  мы наблюдаем интерференцию с  $\Phi^* = 3\Phi_0 = e/e^*\Phi_0$ . Т.о. для нашего интерферометра изменение магнитного поля при постоянном затворном напряжении соответствует режиму инвариантной квантовохольной жидкости внутри петли интерферометра.

В режиме фиксированного магнитного поля, как уже отмечалось, мы можем ожидать только увеличенную  $\Phi^* = e/e^*\Phi_0$  периодичность по потоку. Однако, анализ экспериментальных данных в этом режиме осложняется необходимостью связать измеренный период по затворному напряжению  $\Delta V_g$  с соответствующим изменением площади петли интерферометра  $\Delta S$ .

Изменение затворного напряжения  $\delta V_g$  при постоянном магнитном поле слегка меняет эффективную площадь петли интерферометра  $S$  в силу электростатического изменения периметра области постоянного фактора заполнения под затвором. В простейшей конденсаторной модели  $e\delta N = C\delta V_g$ , где  $C$  - ёмкость между дополнительным затвором и сжимаемой областью вокруг него,  $\delta N$  - вариация заряда сжимаемой области, пропорциональная  $\delta S$  и вырождению уровня Ландау  $\frac{B}{\Phi_0}$ . Мы легко получаем  $\delta V_g \sim \frac{e}{C} \frac{B}{\Phi_0} \delta S$  (ср. с аналогичной формулой в работе [146], полученной для противоположного кулоновского режима работы интерферометра; разница возникает из-за того, что в предельном режиме Ааронова-Бома не происходит перезарядки области внутри петли интерферометра).

Отсюда следует что изменение потока в этом режиме для нашего интерферометра  $B\Delta S$  прямо пропорционально периоду по затворному напряжению  $B\Delta S \sim \frac{C\Phi_0}{e}\Delta V_g$ . Постоянство эффективной площади  $S$  при переходе от целых к дробным факторам заполнения означает постоянство ёмкости  $C$ . В таком случае экспериментальное соотношение периодов по затворному напряжению  $\Delta V_g^{1/3} \approx 3\Delta V_g^1$  означает  $\Phi^* = 3\Phi_0 = e/e^*\Phi_0$  период по магнитному потоку для нашего интерферометра Маха-Цендера так же и в этом режиме.

В итоге, реализованный на основе со-направленных краевых состояний интерферометр Маха-Цендера впервые продемонстрировал интерференционные осцилляции при дробном факторе заполнения  $1/3$ . Наблюдаемая при этом интерференционная картина соответствует предельному

режиму Ааронова-Бома с периодичностью по магнитному потоку  $\Phi^* = 3\Phi_0 = e/e^*\Phi_0$  при двух способах изменения потока через петлю интерферометра.

### 8.4.3 Заключение

В данной части работы рассмотрены результаты исследования эффектов интерференции в транспортном токе для принципиально новой интерференционной схемы на основе краевых состояний в режиме квантового эффекта Холла. Данная схема объединяет достоинства классических интерферометров типа Маха-Цендера и Фабри-Перо: реализуется интерференционная схема типа Маха-Цендера, нечувствительная к эффектам перезарядки даже для малых размеров интерференционной петли. При этом область внутри петли представляет собой несжимаемую квантово-хольную жидкость при постоянном факторе заполнения. При целых факторах заполнения исследованы интерференционные осцилляции при значительных разбалаксах электрохимических потенциалов краевых состояний и проведён анализ процессов, ответственных за сохранение когерентности. При дробном факторе заполнения  $1/3$  продемонстрированы интерференционные осцилляции с утроенным периодом по магнитному потоку  $\Phi^* = e/e^*\Phi_0 = 3\Phi_0$ .

## 8.5 Основные выводы Главы 8

Основными выводами данной главы являются следующие:

1. 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.
2. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла показано что интерференционная картина существует при больших разбалаксах, 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.
3. 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 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 разбалакса,

обращаясь в нуль уже при разбалахсах, меньших соответствующей спектральной цели, в отличие от целочисленного случая.

# Заключение

Представленная диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию процессов транспорта внутри одного края двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла, между со-направленными краевыми состояниями.

Интерес к исследованию транспорта между краевыми состояниями, 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 модели Латтинжера хиральной (направленной) одномерной сильно-взаимодействующей 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 изучить влияние электрон-электронного взаимодействия на видность интерференционной картины, так и, возможно, выявить эффекты анионной (дробной) статистики квазичастиц.

В представленной работе обнаружены новые физические эффекты, они 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* и др.

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 электронной жидкости.

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.

Основными результатами данной работы являются следующие:

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 Бютикера-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. Объёмные 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 объёмными свойствами: экспериментально продемонстрировано исчезновение несжимаемой полосы, соответствующей локальному фактору заполнения 1, при объёмном 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 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, обращаясь в нуль уже при разбалансах, меньших соответствующей спектральной щели, в отличие от целочисленного случая.

# Благодарности

Автор выражает свои благодарности В.Т. Долгополову и Д.Э. Фельдману за плодотворные обсуждения, А. Logke и С.В. Егорову за содействие в изготовлении образцов, а так же всем сотрудникам лаборатории квантового транспорта ИФТТ РАН за тёплую творческую атмосферу.

# Литература

- [1] Deviatov E. V. Edge states in the regimes of integer and fractional quantum Hall effects // Physics-Uspokhi. – 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 Gerhardtts 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] Dolgoplov 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., Dolgoplov 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  $\nu=2/3$  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  $\nu=2/3$  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  $\nu=2/3$  // 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.
- [41] О.В. Лоунасмаа, Принципы и методы получения температур ниже 1 К, – "Мир Москва, 1977.
- [42] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, Electron subbands in a double quantum well in a quantizing magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 1999. vol. 59, – pp. 13235.
- [43] G. Müller, E. Diessel, D. Wiess, K. von Klitzing K. Ploog, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, // *Surf. Sci.* – 1992. vol. **263**, – pp. 280.
- [44] A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, E. V. Deviatov, and V. T. Dolgoplov, Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect // *Phys. Rev. B.* – 2002. vol. **65**, – pp. 075303.
- [45] E. V. Deviatov, A. Lorke, and W. Wegscheider, 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.
- [46] Deviatov E. V., Kapustin A. A., Dolgoplov 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.
- [47] E.V. Deviatov, A. Lorke, G. Biasiol, L. Sorba, W. Wegscheider, Experimental investigation of the edge states structure at fractional filling factors // *JETP Lett.* – 2010. vol. **92**, – pp. 69.
- [48] E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov, A. Wurtz, Charge redistribution between cyclotron-resolved edge states at high imbalance // *JETP Lett.* – 2004. vol. **79**, – pp. 618.
- [49] A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov, 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.
- [50] A. Schmeller, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Evidence for Skyrmions and Single Spin Flips in the Integer Quantized Hall Effect // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. vol. **75**, – pp. 4290–4293.
- [51] V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, E. L. Shangina, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, Spin gap in the two-dimensional electron system of GaAs/AlGaAs single heterojunctions in weak magnetic fields // *Phys. Rev. B.* – 2005. vol. **72**, – pp. 035344.
- [52] Dolgoplov V. T., Shashkin A. A., Gusev G. M., Kvon Z. D., Temperature dependence of the nonlocal resistance under conditions corresponding to the quantum Hall effect // *JETP Lett.* – 1991. vol. **53**, – pp. 461 (1991).

- [53] A. V. Khaetskii, Transitions between spin-split edge channels in the quantum-Hall-effect regime // Phys. Rev. B. – 1992. vol. **45**, – pp. 13777–13780.
- [54] Tomoki Machida, Tomoyuki Yamazaki, and Susumu Komiyama, Local control of dynamic nuclear polarization in quantum Hall devices // Applied Physics Letters. – 2002. vol. **80**, – pp. 4178.
- [55] M. Dobers, K. v. Klitzing, J. Schneider, G. Weimann, and K. Ploog, Electrical Detection of Nuclear Magnetic Resonance in GaAs-AlGaAs Heterostructures // Phys. Rev. Lett.. – 1988. vol. **61**, – pp. 1650.
- [56] A. Berg, M. Dobers, R.R. Gerhardts, and K.v. Klitzing, Magnetoquantum oscillations of the nuclear-spin-lattice relaxation near a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol. **64**, – pp. 2563.
- [57] B. E. Kane, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Evidence for an electric-field-induced phase transition in a spin-polarized two-dimensional electron gas // Phys. Rev. B. – 1992. vol. **46**, – pp. 7264–7267.
- [58] W. Desrat, D. K. Maude, M. Potemski, J. C. Portal, Z. R. Wasilewski, and G. Hill, Resistively Detected Nuclear Magnetic Resonance in the Quantum Hall Regime: Possible Evidence for a Skyrme Crystal // Phys. Rev. Lett. – 2002. vol. **88**, – pp. 256807.
- [59] R.J. Haug, A.H. MacDonald, P. Streda, and K. von Klitzing, Quantized Multichannel Magnetotransport through a Barrier in Two Dimensions // Phys. Rev. Lett. – 1988. vol. **61**, pp. 2797-2800.
- [60] Yu. V. Pershin, S. N. Shevchenko, I. D. Vagner, and P. Wyder, Electronic transport through a nuclear-spin-polarization-induced quantum wire // Phys. Rev. B **66**, 035303 (2002).
- [61] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. S. Safarov, Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions // Phys. Rev. B. – 1977. vol. **15**, – pp. 5780-5796.
- [62] D. Paget, Optical detection of NMR in high-purity GaAs: Direct study of the relaxation of nuclei close to shallow donors // Phys. Rev. B. – 1982. vol. **25**, – pp. 4444-4451.
- [63] Bychkov Yu. A. , Maniv T. , Vagner I. D. , Wyder P. , A new mechanism for the nuclear spin depolarization in a spin diode // JETP Lett.. – 1993. vol. **58**, – pp. 788-792.
- [64] Yu.A. Bychkov, T. Maniv, and I.D. Vagner, // Solid State Comm.. – 1995. vol. **94**, – pp. 61.
- [65] I.D. Vagner, Nuclear spintronics: quantum Hall and nano-systems // HAIT Journal of Science and Engineering. – 2004. vol. 1, 1, – pp. 152-194; cond-mat/0403087.
- [66] A. Gold, Instability of Layered quantum liquids: 4. Intraplane and Interplane correlations // Z. Phys. B – 1994. vol. **95**, – pp. 341.
- [67] T. Chakraborty, and P. Pietilainen, Fractional quantum Hall effect at half-filled Landau level in a multiple-layer electron system // Phys. Rev. Lett. – 1987. vol. **59**, - pp. 2784.
- [68] D. Yoshioka, A.H. MacDonald, and S.M. Girvin, Fractional quantum Hall effect in two-layered systems // Phys. Rev. B. – 1989. vol. **39**, – pp. 1932.



- [69] J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and S. He, New fractional quantum Hall state in double-layer two-dimensional electron systems // Phys. Rev. Lett. – 1992. vol. **68**, – pp. 1383.
- [70] Y.W. Suen, L.W. Engel, M.B. Santos, M. Shayegan, and D.C. Tsui, Observation of a  $\nu = 1/2$  fractional quantum Hall state in a double-layer electron system // Phys. Rev. Lett. – 1992. vol. **68**, – pp. 1379.
- [71] Y.W. Suen, H.C. Manoharan, X. Ying, M.B. Santos, and M. Shayegan Origin of the  $\nu = 1/2$  fractional quantum Hall state in wide single quantum wells // Phys. Rev. Lett. – 1994. vol. **72**, – pp. 3405.
- [72] S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Many-body integer quantum Hall effect: Evidence for new phase transitions // Phys. Rev. Lett. – 1994. vol. **72**, – pp. 728.
- [73] T.S. Lay, Y.W. Suen, H.C. Manoharan, X. Ying, M.B. Santos, and M. Shayegan, Anomalous temperature dependence of the correlated  $\nu = 1$  quantum Hall effect in bilayer electron systems // Phys. Rev. B. – 1994. vol. **50**, – pp. 17725.
- [74] T.J. Gramila, J.P. Eisenstein, A.H. MacDonald, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Mutual friction between parallel two-dimensional electron systems // Phys. Rev. Lett. – 1991. vol. **66**, – pp. 1216.
- [75] M.P. Lilly, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Coulomb Drag in the Extreme Quantum Limit // Phys. Rev. Lett. – 1998. vol. **80**, – pp. 1714.
- [76] G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol. **64**, – pp. 1793.
- [77] Y.W. Suen, J. Jo, M.B. Santos, L.W. Engel, S.W. Hwang, and M. Shayegan, Missing integral quantum Hall effect in a wide single quantum well // Phys. Rev. B. – 1991. vol. **44**, – pp. 5947.
- [78] A.H. MacDonald, P.M. Platzman, and G.S. Boebinger, Collapse of integer Hall gaps in a double-quantum-well system // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol. **65**, – pp. 775.
- [79] L. Brey, Energy spectrum and charge-density-wave instability of a double quantum well in a magnetic field // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol. **65**, – pp. 903.
- [80] S. He, X.C. Xie, S. Das Sarma, and F.C. Zhang, Quantum Hall effect in double-quantum-well systems // Phys. Rev. B. – 1991. vol. **43**, – pp. 9339.
- [81] A.G. Davies, C.H.W. Barnes, K.R. Zolleis, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, Hybridization of single- and double-layer behavior in a double-quantum-well structure // Phys. Rev. B. – 1996. vol. **54**, – pp. 17331.
- [82] T. Jungwirth, and A.H. MacDonald, Correlations, compressibility, and capacitance in double-quantum-well systems in the quantum Hall regime // Phys. Rev. B. – 1996. vol. **53**, – pp. 9943.
- [83] H.C. Manoharan, Y.W. Suen, T.C. Lay, M.B. Santos, and M. Shayegan, Spontaneous Interlayer Charge Transfer near the Magnetic Quantum Limit // Phys. Rev. Lett. – 1997. vol. **79**, – pp. 2722.

- [84] V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, A.S. Plaut, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Collapse of Spin Excitations in Quantum Hall States of Coupled Electron Double Layers // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. vol. **78**, – pp. 310; V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, A.S. Plaut, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Evidence of Soft-Mode Quantum Phase Transitions in Electron Double Layers // *Science.* – 1998. vol. **281**, – pp. 799-802.
- [85] A. Sawada, Z.F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukara, M. Yasumoto, and A. Urayama, Phase Transition in the  $\nu=2$  Bilayer Quantum Hall State // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. vol. **80**, – pp. 4534; A. Sawada, Z. F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, A. Urayama, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukura, and N. Kumada, Interlayer coherence in  $\nu=1$  and  $\nu=2$  bilayer quantum Hall states // *Phys. Rev. B.* – 1999. vol. **59**, – pp. 14888.
- [86] T. Jungwirth, S.P. Shukla, L. Smrcka, M. Shayegan, and A.H. MacDonald, Magnetic Anisotropy in Quantum Hall Ferromagnet // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. vol. **81**, – pp. 2328-2331; A.H. MacDonald, P.M. Platzman, and G.S. Boebinger, Collapse of integer Hall gaps in a double-quantum-well system // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. vol. **65**, – pp. 775-778.
- [87] Iordanski S.V., Kashuba A., Excitations in quantum hall ferromagnet with strong Coulomb interaction // *JETP Lett.* – 2002. vol. **75**, – pp. 348.
- [88] M. Hartung, A. Wixforth, K.L. Campman, and A.C. Gossard, The effect of resonant sublevel coupling on intersubband transitions in coupled double quantum wells // *Solid State Electronics.* – 1996. vol. **40**, – pp. 113.
- [89] G. Salis, B. Graf, K. Ensslin, K. Campman, K. Maranowski, and A.C. Gossard, Wave Function Spectroscopy in Quantum Wells with Tunable Electron Density // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. vol. **79**, – pp. 5106.
- [90] E.V. Deviatov, V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, 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.
- [91] F. Fischer, R. Winkler, D. Schuh, M. Bichler, M. Grayson, Anomalous magnetoresistance peak in (110) GaAs two-dimensional holes: Evidence for Landau-level spin-index anticrossings // *Phys. Rev. B.* – 2007. vol. **75**, – pp. 073303.
- [92] Sachdev S., *Quantum Phase Transitions* – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999.
- [93] A.H. MacDonald, R. Rajaraman, T. Jungwirth, Broken-symmetry ground states in  $\nu=2$  bilayer quantum Hall systems // *Phys. Rev. B.* – 1999. vol. **60**, – pp. 8817.
- [94] Deviatov E. V., Shashkin A. A., Dolgoplov V. T., Kutchshera 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.
- [95] S. Datta and B. Das, Electronic analog of the electro-optic modulator // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. vol. **56**, – pp. 665.
- [96] R. Winkler, *Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, – Springer Tracts in Modern Physics 191, 2003.

- [97] Daniele Ercolani, Giorgio Biasiol, Emiliano Cancellieri, Marcello Rosini, Carlo Jacoboni, Franco Carillo, Stefan Heun, Lucia Sorba, and Frithjof Nolting, Transport anisotropy in InGaAs two-dimensional electron gases induced by indium concentration modulation // *Phys. Rev. B.* – 2008. vol. 77, – pp. 235307.
- [98] Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As Heterostructure // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. vol. 78, – pp. 1335.
- [99] T. Kita, Y. Sato, S. Gozu, and S. Yamada, Large spontaneous spin-splitting and enhanced effective g-factor in two-dimensional electron gases at In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As metamorphic heterojunctions // *Physica B.* – 2001. vol. 298, – pp. 65.
- [100] Y. S. Gui, C. M. Hu, Z. H. Chen, G. Z. Zheng, S. L. Guo, J. H. Chu, J. X. Chen, and A. Z. Li, Spin splitting in pseudomorphic In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/In<sub>y</sub>Al<sub>1-y</sub>As graded heterostructures // *Phys. Rev. B.* – 2000. vol. 61, – pp. 7237.
- [101] W. Desrat, F. Giazotto, V. Pellegrini, F. Beltram, F. Capotondi, G. Biasiol, L. Sorba, and D. K. Maude, Magnetotransport in high-g-factor low-density two-dimensional electron systems confined in InGaAs/InAlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* – 2004. vol. 69, – pp. 245324.
- [102] M. A. Hidalgo, R. Cangas, Spin Magnetotransport in a Two-Dimensional Electron System under quantum Hall regime and with Rashba spin-orbit effect // *arXiv:1201.2516*
- [103] F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani, V. Grillo, E. Carlino, F. Romanato, and L. Sorba, Strain induced effects on the transport properties of metamorphic InAlAs/InGaAs quantum wells // *Thin Solid Films.* – 2005. vol. 484, – pp. 400-407.
- [104] F. Capotondi, G. Biasiol, I. Vobornik, L. Sorba, F. Giazotto, A. Cavallini, and B. Fraboni, Two-dimensional electron gas formation in undoped In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As/In<sub>0.75</sub>Al<sub>0.25</sub>As quantum wells // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2004. vol. 22, – pp. 702.
- [105] R. B. Laughlin, Diatomic Molecules and Metallic Adhesion, Cohesion, and Chemisorption: A Single Binding-Energy Relation // *Phys. Rev. Lett.* – 1983. vol. **50**, – pp. 1395.
- [106] B.I. Halperin, *Helv. Phys. Acta* – 1983. vol. 56, – pp. 75; X.C. Xie, Yin Guo, F. C. Zhang, Fractional quantum Hall effect with spin reversal // *Phys. Rev. B* – 1989. vol. 40, – pp. 3487; T. Chakraborty and P. Pietlanien, Spin-reversed excitations in the fractional quantum Hall effect // *Phys. Rev. B.* – 1990. vol. 41, – pp. 10862.
- [107] J.K. Jain, Composite-fermion approach for the fractional quantum Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. vol. **63**, – pp. 199.
- [108] R. L. Willett, R. R. Ruel, K. W. West, and L. N. Pfeiffer, Experimental demonstration of a Fermi surface at one-half filling of the lowest Landau level // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. vol. **71**, – pp. 3846.
- [109] A. H. MacDonald, Edge states in the fractional-quantum-Hall-effect regime // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. vol. **64**, – pp. 220.

- [110] L. Brey, Edge states of composite fermions // Phys. Rev. B. – 1994. vol. **50**, – pp. 11861.
- [111] C. W. J. Beenakker, Edge channels for the fractional quantum Hall effect // Phys. Rev. Lett. – 1990. vol. **64**, – pp. 216.
- [112] D. A. Syphers and P. J. Stiles, Contiguous two-dimensional regions in the quantized Hall regime // Phys. Rev. B. – 1985. vol. **32**, – pp. 6620; R. J. Haug, A. H. MacDonald, P. Streda and K. von Klitzing, Quantized Multichannel Magnetotransport through a Barrier in Two Dimensions // Phys. Rev. Lett. – 1988. vol. **61**, – pp. 2797; S. Washburn, A. B. Fowler, H. Schmid and O. Kem, Quantized Hall Effect in the Presence of Backscattering // Phys. Rev. Lett. – 1988. vol. **61**, – pp. 2801.
- [113] Dmitri B. Chklovskii, Structure of fractional edge states: A composite-fermion approach // Phys. Rev. B. – 1995. vol. **51**, – pp. 9895.
- [114] J.M. Luttinger, An Exactly Soluble Model of a Many-Fermion System // J. Math. Phys. – 1963. vol. **4**, – pp. 1154.
- [115] D. A. Bagrets, I. V. Gornyi, and D. G. Polyakov, Nonequilibrium kinetics of a disordered Luttinger liquid // Phys. Rev. B. – 2009. vol. **80**, – pp. 113403.
- [116] S. Takei, M. Milletari, and B. Rosenow, Nonequilibrium electron spectroscopy of Luttinger liquids // Phys. Rev. B. – 2010. vol. **82**, – pp. 041306.
- [117] A.V. Shytov, L.S. Levitov, and B.I. Halperin, Tunneling into the Edge of a Compressible Quantum Hall State // Phys. Rev. Lett. – 1998. vol. **80**, – pp. 141.
- [118] N. B. Zhitenev, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Eberl, Time-resolved measurements of transport in edge channels // Phys. Rev. Lett. – 1993. vol. **71**, – pp. 2292.
- [119] G. Ernst, N. B. Zhitenev, R. J. Haug, and K. von Klitzing, Dynamic Excitations of Fractional Quantum Hall Edge Channels // Phys. Rev. Lett. – 1997. vol. **79**, – pp. 3748.
- [120] E.V. Deviatov, V.T. Dolgoplov, F.I.B. Williams, B. Jager, A. Lorke, J.P. Kotthaus, A.C. Gossard, Excitation of edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron gas by inductive coupling // Applied Physics Letters. – 1997. vol. **71**, – pp. 3655-3657.
- [121] A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, E.V. Deviatov, B. Irmer, A.G.C. Haubrich, J.P. Kotthaus, M. Bichler, W. Wegscheider, Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron gas system // Physica B. – 1999. vol. **272**, -pp. 133-135.
- [122] A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, E.V. Deviatov, B. Irmer, A.G.C. Haubrich, J.P. Kotthaus, M. Bichler, W. Wegscheider, Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron system // JETP Letters. – 1999. vol. **69**, – pp. 603-609.
- [123] A. M. Chang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Observation of Chiral Luttinger Behavior in Electron Tunneling into Fractional Quantum Hall Edges // Phys. Rev. Lett. – 1996. vol. **77**, – pp. 2538.

- [124] M. Grayson, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and A. M. Chang, Continuum of Chiral Luttinger Liquids at the Fractional Quantum Hall Edge // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. vol. **80**, – pp. 1062; M. Hilke, D. C. Tsui, M. Grayson, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Fermi Liquid to Luttinger Liquid Transition at the Edge of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. vol. **87**, – pp. 186806.
- [125] I.L. Aleiner and L.I. Glazman, Novel edge excitations of two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. vol. **72**, – pp. 2935.
- [126] S. Roddaro, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, and L. Sorba, Interedge Strong-to-Weak Scattering Evolution at a Constriction in the Fractional Quantum Hall Regime // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. vol. **93**, – pp. 046801; S. Roddaro, V. Pellegrini, F. Beltram, L. N. Pfeiffer, and K. W. West Particle-Hole Symmetric Luttinger Liquids in a Quantum Hall Circuit // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. vol. **95**, – pp. 156804.
- [127] E.V. Deviatov, V.T. Dolgoplov, A. Lorke, W. Wegscheider, A.D. Wieck, Equilibration between edge states in the fractional quantum Hall effect regime at high imbalances // *Phys. Rev. B.* – 2006. vol. 74, – pp. 073303.
- [128] E. V. Deviatov, A. A. Kapustin, V. T. Dolgoplov, A. Lorke, D. Reuter, and A. D. Wieck, 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.
- [129] E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov, A. Lorke, D. Reuter, and A. D. Wieck, Transport across the incompressible strip in the fractional quantum Hall effect regime. // *Physica E.* – 2008. vol. 40, – pp. 1232–1234.
- [130] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, N. C. van der Vaart, C. J. Harmans, C. E. Timmering, and C. T. Foxon, Selective population and detection of edge channels in the fractional quantum Hall regime // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. vol. 64, – pp. 685.
- [131] A. M. Chang and J. E. Cunningham, Transport evidence for phase separation into spatial regions of different fractional quantum Hall fluids near the boundary of a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. vol. 69, – pp. 2114.
- [132] E. V. Deviatov, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, Energy Transport by Neutral Collective Excitations at the Quantum Hall Edge // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. vol. 106, – pp. 256802.
- [133] Xiao-Gang Wen, Chiral Luttinger liquid and the edge excitations in the fractional quantum Hall states // *Phys. Rev. B.* – 1990. vol. **41**, – pp. 12838.
- [134] G. Granger, J. P. Eisenstein, J. L. Reno, Observation of Chiral Heat Transport in the Quantum Hall Regime // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. vol. 102, – pp. 086803.
- [135] Aavek Bid, Nissim Ofek, Hiroyuki Inoue, Moty Heiblum, Charles Kane, Vladimir Umansky, Diana Mahalu, Observation of neutral modes in the fractional quantum Hall regime // *Nature.* – 2010. vol. 466, – pp. 585.

- [136] Xin Wan, E. H. Rezayi, and Kun Yang, Edge reconstruction in the fractional quantum Hall regime // Phys. Rev. B. – 2003. vol. 68, – pp. 125307; C. d. C. Chamon and X. G. Wen, Sharp and smooth boundaries of quantum Hall liquids // Phys. Rev. B. – 1994. vol. **49**, – pp. 8227.
- [137] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases // Phys. Rev. Lett. – 1992. vol. 68, – pp. 674.
- [138] C. Notthoff, K. Rachor, D. Heitmann, and A. Lorke, Terahertz photoresponse of a quantum Hall edge-channel diode // Phys. Rev. B. – 2009. vol. **80**, – pp. 205320.
- [139] W. G. van der Wiel, Y. V. Nazarov, S. DeFranceschi, T. Fujisawa, J. M. Elzerman, E. W. G. M. Huizeling, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, Electromagnetic Aharonov-Bohm effect in a two-dimensional electron gas ring // Phys. Rev. B. – 2003. vol. **67**, – pp. 033307.
- [140] F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman, Aharonov-Bohm Superperiod in a Laughlin Quasiparticle Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2005. vol. **95**, – pp. 246802.
- [141] F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman, Quantum transport in electron Fabry-Perot interferometers // Phys. Rev. B. – 2007. vol. **76**, – pp. 155305.
- [142] F.E. Camino, Wei Zhou, and V.J. Goldman,  $e/3$  Laughlin Quasiparticle Primary-Filling  $\nu=1/3$  Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2007. vol. **98**, – pp. 076805.
- [143] Ping V. Lin, F.E. Camino, and V.J. Goldman, Electron interferometry in the quantum Hall regime: Aharonov-Bohm effect of interacting electrons // Phys. Rev. B. – 2009. vol. **80**, – pp. 125310.
- [144] Y. Zhang, D.T. McClure, E.M. Levenson-Falk, C.M. Marcus, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Distinct signatures for Coulomb blockade and Aharonov-Bohm interference in electronic Fabry-Perot interferometers // Phys. Rev. B. – 2009. vol. **79**, – pp. 241304.
- [145] D.T. McClure, Y. Zhang, B. Rosenow, E.M. Levenson-Falk, C.M. Marcus, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Edge-State Velocity and Coherence in a Quantum Hall Fabry-Perot Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2009. vol. **103**, – pp. 206806.
- [146] N. Ofek, A. Bid, M. Heiblum, A. Stern, V. Umansky, D. Mahalu, Role of interactions in an electronic Fabry-Perot interferometer operating in the quantum Hall effect regime // PNAS. – 2010. vol. 107, – pp. 5276-5281.
- [147] D. T. McClure, W. Chang, C. M. Marcus, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Fabry-Perot Interferometry with Fractional Charges // Phys. Rev. Lett.. – 2012. vol. **108**, – pp. 256804.
- [148] B.I. Halperin, A. Stern, I. Neder, B. Rosenow, Theory of the Fabry-Perot quantum Hall interferometer // Phys. Rev. B. – 2011. vol. 83, – pp. 155440.
- [149] Y. Ji, Y. Chung, D. Sprinzak, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, An electronic Mach-Zehnder interferometer // Nature. – 2003. vol. **422**, – pp. 415.
- [150] I. Neder, M. Heiblum, Y. Levinson, D. Mahalu, and V. Umansky, Unexpected Behavior in a Two-Path Electron Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2006. vol. **96**, – pp. 016804.

- [151] I. Neder, M. Heiblum, D. Mahalu, and V. Umansky, Entanglement, Dephasing, and Phase Recovery via Cross-Correlation Measurements of Electrons // Phys. Rev. Lett.. – 2007. vol. **98**, – pp. 036803.
- [152] L. V. Litvin, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider, and C. Strunk, Decoherence and single electron charging in an electronic Mach-Zehnder interferometer // Phys. Rev. B – 2007. vol. **75**, – pp. 033315.
- [153] L. V. Litvin, A. Helzel, H.-P. Tranitz, W. Wegscheider, C. Strunk, Edge Channel Interference Controlled by Landau Level Filling // Phys. Rev. B. – 2008. vol. 78, – pp. 075303.
- [154] Preden Roulleau, F. Portier, D. C. Glatzli, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly Finite bias visibility of the electronic Mach-Zehnder interferometer // Phys. Rev. B. – 2007. vol. **76**, – pp. 161309.
- [155] P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, D. Mailly, Direct Measurement of the Coherence Length of Edge States in the Integer Quantum Hall Regime // Phys. Rev. Lett. – 2008. vol. **100**, – pp. 126802.
- [156] P. Roulleau, F. Portier, P. Roche, A. Cavanna, G. Faini, U. Gennser, and D. Mailly, Noise Dephasing in Edge States of the Integer Quantum Hall Regime // Phys. Rev. Lett. – 2008. vol. 101, – pp. 186803.
- [157] K. T. Law, D. E. Feldman, and Yuval Gefen, Electronic Mach-Zehnder interferometer as a tool to probe fractional statistics // Phys. Rev. B. – 2006. vol. 74, – pp. 045319.
- [158] E. V. Sukhorukov and V. V. Cheianov, Resonant Dephasing in the Electronic Mach-Zehnder Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2007. vol. 99, – pp. 156801.
- [159] J. T. Chalker, Y. Gefen, and M. Y. Veillette, Decoherence and interactions in an electronic Mach-Zehnder interferometer // Phys. Rev. B. – 2007. vol. 76, – pp. 085320.
- [160] I. Neder and E. Ginossar, Behavior of Electronic Interferometers in the Nonlinear Regime // Phys. Rev. Lett. – 2008. vol. 100, – pp. 196806.
- [161] S.-C. Youn, H.-W. Lee, and H.-S. Sim, Nonequilibrium Dephasing in an Electronic Mach-Zehnder Interferometer // Phys. Rev. Lett. – 2008. vol. 100, – pp. 196807.
- [162] Ivan P. Levkivskiy and Eugene V. Sukhorukov, Spin Nernst effect and Nernst effect in two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. – 2008. vol. 78, – pp. 045322.
- [163] E.V. Deviatov and A. Lorke, 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.
- [164] E. V. Deviatov, B. Marquardt, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, 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.
- [165] E. V. Deviatov, A. Ganczarczyk, A. Lorke, G. Biasiol, and L. Sorba, Quantum Hall Mach-Zehnder interferometer far beyond equilibrium // Phys. Rev. B. – 2011. vol. 84, – pp. 235313.

- [166] 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.
- [167] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, J. M. Broto, H. Rakoto, and S. Askenazy Quantization of the Hall Conductivity Well Beyond the Adiabatic Limit in Pulsed Magnetic Fields // Phys. Rev. Lett. – 2001. vol. 86, – pp. 5566 и ссылки в этой работе.
- [168] H. le Sueur, C. Altimiras, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, F. Pierre, Energy Relaxation in the Integer Quantum Hall Regime, // Phys. Rev. Lett. – 2010. vol. 105, – pp. 056803.
- [169] C. de C. Chamon, D. E. Freed, S. A. Kivelson, S. L. Sondhi, and X. G. Wen, Two point-contact interferometer for quantum Hall systems // Phys. Rev. B – 1997. vol. 55, – pp. 2331.