

ПРОКУДИНА Мария Геннадьевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ  
МЕЖЭЛЕКТРОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДВУМЕРНЫХ И  
КВАЗИ-ОДНОМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В  
АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ.**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации  
на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики твердого тела Российской академии наук.

Научный руководитель: Храпай Вадим Сергеевич,  
кандидат физико-математических наук  
доцент

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

Бурмистров Игорь Сергеевич,  
кандидат физико-математических наук,  
научный сотрудник  
Институт теоретической физики им.Ландау

Ведущая организация: Нижегородский государственный университет им.Лобачевского  
ННГУ (г. Нижний Новгород).

Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2012 г. в \_\_\_\_\_ часов  
на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт физики твердого тела РАН по адресу:  
142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Ак.Осипьяна, д.2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

©Прокудина М.Г. 2012

©ИФТТ РАН, 2012

## Общая характеристика работы

Диссертация посвящена изучению проявлений межэлектронного взаимодействия в электронных системах пониженной размерности на основе арсенида галлия. Взаимодействие электронов в двумерных и квазиодномерных системах является давним предметом как экспериментальных, так и теоретических исследований. Обычно в теории учет взаимодействия возможен, если оно слабое, то есть когда мало отношение характерных величин потенциальной и кинетической энергии электрона. В противоположном случае очень сильного взаимодействия электроны связаны друг с другом и образуют вигнеровский кристалл. В промежуточном случае построение теории весьма затруднительно, но возможность экспериментального исследования остается. Именно в этой области лежит большой класс явлений, обусловленных межэлектронным взаимодействием. Например, как считают, дробный квантовый эффект Холла. Не менее интересными являются эффекты, возникающие на краю электронной системы в перпендикулярном магнитном поле. Понижение размерности приводит к усилению роли корреляций и взаимодействия. Одним из примеров квазиодномерной системы могут быть краевые каналы, реализуемые в режиме квантового эффекта Холла. Краевой транспорт и динамика является интенсивным предметом изучения на протяжении последнего десятка лет. Энергетическая релаксация на краю изучается посредством набора затворов и созданием микро и нано-структур на поверхности образца.

**Актуальность темы.** Актуальность работы обусловлена необходимостью ответа на ряд фундаментальных вопросов в физике взаимодействующих электронных систем пониженной размерности. В дробном квантовом эффекте Холла ключевым остается вопрос о величине щели в спектре, ее магнитополевой зависимости. В квазиодномерных системах процессы энергетической релаксации мало изучены. В обоих случаях отсутствует полное понимание роли беспорядка в системе.

Диссертация содержит две исследовательские части. Первая посвящена термодинамическим измерениям в двумерной электронной системе в окрестности факторов заполнения  $\nu = 1/3, 2/3, 2/5, 3/5$  в режиме дробного квантового эффекта Холла. Вторая часть посвящена изучению процессов энергетической релаксации в квазиодномерных системах на краю двумерного газа.

**Цели** данной работы состояли в экспериментальном изучении температурной и магнитополевой зависимости скачка химического потенциала в режиме дробного квантового эффекта Холла, исследовании влияния беспорядка на величину скачка; в изучении передачи энергии между компланарными гальванически развязанными

квантовыми цепями и влияния перпендикулярного к плоскости структуры магнитного поля.

Для реализации поставленных целей были решены следующие задачи:

- исследована температурная зависимость скачка химического потенциала системы в режиме дробного квантового эффекта Холла, проведен расчет температурной зависимости скачка химпотенциала системы в режиме ДКЭХ в рамках двухуровневой модели композитных фермионов;
- в низкотемпературном режиме исследована зависимость скачка от магнитного поля для разных факторов заполнения, предложен способ учета беспорядка в системе;
- методом прецизионных измерений малых электрических токов исследована энергетическая релаксация между гальванически развязанными квантовыми цепями в слабых и квантующих магнитных полях;
- проведен расчет энергетической релаксации между краевыми каналами в нижнем порядке теории возмущения для различных механизмов рассеяния.

Новизна полученных результатов заключается в следующем. Впервые надежно достигнут низкотемпературный предел, в котором величина скачка химпотенциала не зависит от температуры и в этом пределе исследована зависимость от магнитного поля и фактора заполнения. Впервые предложен способ учета беспорядка в системе и способ количественного описания температурной зависимости в модели композитных фермионов. Также исследовано влияние магнитного поля на эффект взаимодействия между компланарными гальванически развязанными квантовыми цепями и показана возможность передачи энергии между противоположно направленными краевыми каналами в парных процессах рассеяния.

Практическая ценность работы. Полученные экспериментальные результаты важны для понимания поведения сильно коррелированных электронных систем пониженной размерности и могут служить базой для дальнейшего развития теоретических представлений. Предложенные автором адаптация модели композитных фермионов и пертурбативный расчет энергетической релаксации одномерной киральной полоски важны для развития фундаментальных представлений о роли электрон-электронного взаимодействия в свойствах электронных систем пониженной размерности.

**На защиту выносятся** следующие положения:

- в низкотемпературном пределе получена линейная зависимость скачка химического потенциала от магнитного поля, тогда как в теории предсказывается корневая зависимость. Возможным объяснением этому служит влияние длиннопериодного беспорядка в системе. Проведенный учет беспорядка воспроизводит ожидаемую корневую функциональную зависимость в пределе больших полей.
- Модель композитных фермионов предсказывает равные скачки химического потенциала при дробных факторах заполнения  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$ . Экспериментальные результаты не соответствуют этому предсказанию. Наклоны прямых полевых зависимостей скачка химического потенциала относятся как обратные знаменатели дробей.
- Сравнение экспериментальной температурной зависимости и рассчитанной в двухуровневой модели композитных фермионов дает хорошее количественное согласие, не отменяя проблему с количественным описанием самой величины скачков химического потенциала в ДКЭХ.
- Приложение слабого магнитного поля, перпендикулярного плоскости гетероструктуры меняет симметрию неравновесного аналога термоэлектрического эффекта в компланарных изолированных квантовых контактах. Знак эффекта определяется направлением магнитного поля и не зависит от знака управляющего напряжения.
- Парные процессы рассеяния между электронами противоположно направленных краевых каналов в присутствии потенциала беспорядка приводят к передаче энергии между каналами, что поддается непосредственному измерению.
- Доминирование процессов кулоновского рассеяния или рассеяния посредством обмена фононами между электронами противоположно направленных краевых каналов в присутствии беспорядка определяется расстоянием между каналами и параметрами беспорядка.

**Личный вклад** соискателя в диссертационную работу состоял в разработке методик, непосредственном выполнении измерений, обработке и интерпретации результатов экспериментов, проведении модельных расчетов.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были доложены на следующих научных школах и конференциях: 51-я научная конференция МФТИ (Черноголовка, ноябрь 2008), Всероссийская школа молодых ученых «Микронанотехнологии и их применение» (Черноголовка, ИПТМ РАН, ноябрь 2008), IX Российская конференция по физике полупроводников (Томск, октябрь 2009), XVII Уральская Международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск, февраль 2010), XIV симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, март 2010), Международная зимняя школа по физике полупроводников (Санкт-Петербург, февраль 2010), 4-я Всероссийская конференция молодых ученых «Микро- и нанотехнологии и их применение» (Черноголовка, ноябрь 2010), Международная конференция "The science of nanostructures: New frontiers in the Physics of Quantum Dots" (Черноголовка, сентябрь 2010), "Fundamentals of Electronic nanosystems (Nano-Piter-2010)" (Санкт-Петербург, июнь-июль 2010), конкурс научно-исследовательских работ ИФТТ РАН (2010), Российско-немецкий симпозиум "Future Trends in Nanoelectronics" (Германия, Юлих, июнь 2011), Международная школа по физике твердого тела "Quantum phenomena in graphene, other low-dimensional materials, and optical lattices" (Италия, Эриче, июль-август 2011), XIX Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск, февраль 2012), XVI симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, март 2012), международная конференция "Meso-2012. Non-equilibrium and coherent phenomena at nanoscale" (Черноголовка, июнь 2012), семинары по физике низких температур ИФТТ РАН (2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012).

**Публикации.** Основные результаты диссертации опубликованы в 5 работах [A1, A2, A3, A4, A5] в реферируемых журналах: Physical Review Letters, Physical Review B и «Письма в ЖЭТФ».

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 115 страниц, включает 34 рисунка и список литературы из 117 наименований.

## Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели и решенные для их достижения задачи, указана научная новизна, представлены выносимые на защиту положения, сказано о личном вкладе соискателя и апробации результатов работы, кратко описана структура диссертации.

В главе 2 приведен обзор экспериментальных и теоретических результатов, имеющих отношение к проведенным экспериментам.

*В разделе 2.1* рассмотрена двумерная электронная система в перпендикулярном магнитном поле.

*В подразделе 2.1.1* получено квантование Ландау спектра энергии двумерной системы и описан механизм образования плато квантования поперечной проводимости в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) для идеального образца. Однако, в реальности, в образцах всегда содержатся примеси и дефекты, которые снимают вырождение уровней Ландау и приводят к образованию локализованных состояний [1]. Случайное поле примесей и других дефектов определяет энергетическую структуру и характер волновой функции. Сравнение характерного масштаба, на котором потенциал примесей меняется значительно, с магнитной длиной  $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ , определяющей размер волновой функции в идеальной системе, позволяет выделить два критических случая короткопериодного и длиннопериодного беспорядка, которые по разному влияют на систему. Так, например, не экспоненциально малая плотность состояний в щели между уровнями приписывается влиянию длиннопериодного потенциала, тогда как короткопериодный ответственный за уширение уровней [2]. Взаимодействие между электронами также может привести к изменению различных свойств системы и усложнению ее описания и являться причиной увеличения эффективного g-фактора Ланде [3] и наблюдению так называемой отрицательной плотности состояний в термодинамических измерениях [4].

*В подразделе 2.1.2* рассмотрен случай дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [1], который, как считается, обусловлен межэлектронным взаимодействием. Кратко описаны существующие теоретические модели ДКЭХ, предложенные Лафлиным [5] и Джейном [6]. Подход Лафлина состоит в построении вариационной волновой функции основного состояния. В модели Джейна задача сводится к одночастичной путем введения новых квазичастиц - композитных фермионов, подверженных квантованию Ландау в отличном от внешнего эффективном магнитном поле.

*В подразделе 2.1.3* описываются как теоретические, так и экспериментальные исследования несжимаемых состояний ДКЭХ. Предположение о возникновении ДКЭХ

в результате межэлектронного взаимодействия приводит к предсказанию корневой зависимости скачка химического потенциала, который возникает при прохождении дробных факторов заполнения, от магнитного поля. Однако, в эксперименте корневая зависимость в чистом виде не наблюдалась. На практике щель в энергетическом спектре электронов измеряется различными методами. Стандартные измерения энергии активации [7, 8] дают значение щели подвижности, которая может отличаться от щели в спектре. Скачок химического потенциала, который обычно определяется в термодинамических измерениях [9, 10], имеет сильную температурную зависимость и чувствителен к беспорядку, что затрудняет анализ результатов. Определение скачка химического потенциала магнитооптическим методом [11] также не дает однозначного результата. Более того, значения щели в энергетическом спектре, предсказанные теорией, значительно превосходят экспериментальные значения. Расхождение теории и эксперимента также касается величины скачка для факторов заполнения с различными знаменателями. Отдельного упоминания заслуживает вопрос о существовании квазичастиц с дробным зарядом и спиновой поляризации системы при различных факторах заполнения. В подразделе приведен обзор экспериментальных работ, касающихся данных вопросов.

*В подразделе 2.1.4* рассмотрен транспорт на краю двумерной системы в слабом и квантующем нормальном магнитном поле. В квазиклассическом пределе электроны вдоль края движутся по так называемым скачущим орбитам. В квантовом пределе уровни Ландау вблизи края поднимаются вверх из-за потенциала границ и при пересечении уровня Ферми образуются краевые состояния. Бюттикер [12] предложил формализм расчета сопротивлений в режиме КЭХ, пользуясь электрохимпотенциалами краевых состояний. Было показано, что при выведении системы из равновесия в режиме квантования холловского сопротивления протекающий ток может быть формально выражен только через разность электрохимпотенциалов краевых состояний при учете упругого рассеяния с помощью матрицы коэффициентов прохождения. Кинематической особенностью краевого канала является отсутствие рассеяния электронов назад - киральность. Одномерную систему со взаимодействием принято описывать с помощью модели Томонаги-Латтинжера [11], элементарными возбуждениями в которой являются бозоны (краевые магнитоплазмоны).

*В разделе 2.2* рассмотрено неравновесное взаимодействие между квантовыми цепями.

*В подразделе 2.2.1*, в частности, рассмотрено неравновесное поведение в экспериментах типа «увлечения» [14]. Идея экспериментов по измерению эффектов увлечения проста [15]. На некотором расстоянии друг от друга создаются две цепи. К



одной из них прикладывается напряжение или пропускается ток, а во второй, ненагруженной цепи измеряется индуцированный сигнал. Эксперименты проводятся как для двух двумерных плоскостей, так и для одномерных проволок. Если цепи содержат квантовое сужение, например, квантовый контакт [16], то с его помощью можно создать неравновесность в управляющей цепи. Квантовый контакт или квантовая точка в другой цепи может использоваться в качестве детектора. За эффекты типа увлечения могут быть ответственны как кулоновское взаимодействие [17], так и передача неравновесных акустических фононов [18].

В подразделе 2.2.2 рассмотрено влияние размерности на законы сохранения в эффектах увлечения. Так, например, эффект кулоновского увлечения [19] между одномерными проволоками носит резонансный характер и максимален, когда взаимодействующие системы идентичны. В режиме квантового эффекта Холла реализуется другой пример квазиодномерных систем - краевые каналы. В краевых каналах, как уже упоминалось, разрешено только одно направление импульса электронов (знак киральности). В этом случае рассеяние назад отсутствует и неупругие процессы не приводят к увлечению, во всяком случае, при линейном законе дисперсии. Роль неупругих процессов проявляется в передаче энергии между неравновесными киральными системами, что поддается прямому измерению [20]. В чистых системах, передача энергии в парных процессах рассеяния запрещена между системами с противоположной киральностью. В этом случае необходимы как минимум процессы трехчастичного рассеяния [21], дающие другие зависимости от управляющих параметров. Однако, при наличии беспорядка закон сохранения импульса нарушается и процессы парного рассеяния становятся возможны [22].

**В главе 3** описаны результаты термодинамических измерений в режиме дробного квантового эффекта Холла.

В разделе 3.1 изложен принцип действия рефрижератора растворения  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$  Oxford TLM-400, позволяющего достигнуть низкие температуры в диапазоне 30 мК-1.2К. Сверхпроводящий соленоид погружен в ванну жидкого гелия и позволяет получить магнитные поля до 14 Тл при температуре 1.2К и 16.5 Тл при откачке паров гелия. В этом подразделе также описана схема измерений емкости.

В разделе 3.2 описаны образцы, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, на основе гетероструктур  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $x = 0.336$ . Как известно,  $\text{GaAs}$  и  $\text{AlGaAs}$  имеют разную ширину запрещенной зоны. При приведении в контакт происходит изгиб энергетических зон, в результате дно зоны проводимости арсенида галлия оказывается ниже уровня Ферми. Носители заряда заполняют потенциальную яму между краем зоны проводимости с одной стороны и потенциальным барьером

с другой. При всех достижимых концентрациях частицы занимают нижний уровень размерного квантования. Таким образом, получается двумерная система.

В разделе 3.3 обсуждаются методика измерений скачка химического потенциала в режиме квантового эффекта Холла. В работе используется метод магнитоёмкости [23]. В этом методе термодинамическая плотность состояний  $D = dn_s/d\mu$ , определенная как производная числа частиц  $n_s$  в системе по химпотенциалу  $\mu$ , в случае тонкого двумерного слоя связана с емкостью между двумерным газом и затвором  $C$  следующим соотношением:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{e^2 D},$$

$C_0$  - геометрическая емкость. Когда фактор заполнения электронов принимает значение рациональной дроби с нечетным знаменателем в режиме дробного и целого значения в режиме целочисленного квантового эффекта Холла, плотность состояний мала, и значение емкости становится ниже геометрической. При отходе, например, от дробного фактора заполнения емкость достигает значения геометрической, что соответствует очень большой плотности состояний. Формула для скачка химпотенциала получается из формулы для емкости интегрированием по ширине минимума:

$$\delta\mu_e = e^2 \int_{\min} \frac{C_0 - C}{C_0} dn_s = e \int_{\min} \frac{C_0 - C}{C_0} dV_g$$

В разделе 3.4 приведены экспериментальные результаты термодинамических измерений в режиме дробного квантового эффекта Холла и их обсуждение.

Типичная зависимость магнитоёмкости  $C$  как функции напряжения на затворе  $V_g$  показана на рисунке 1а. Узкие провалы в емкости при факторах заполнения  $\nu \equiv n_s hc/eB = 1/3, 2/5, 3/5$  сопровождаются локальными максимумами между ними. В окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$

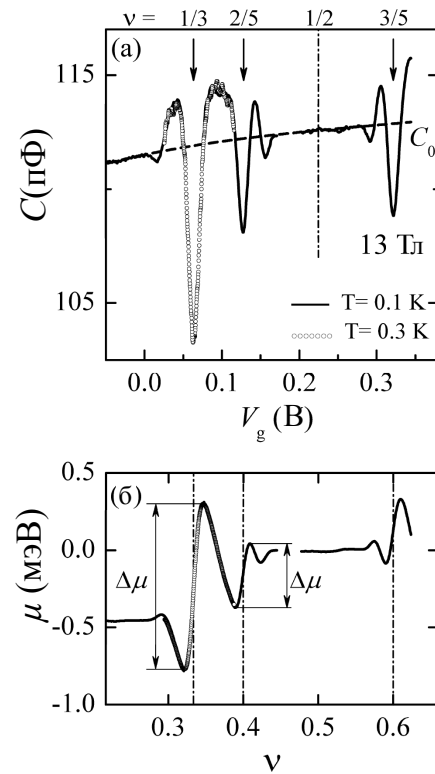


Рис. 1: (а) Магнитоёмкость как функция напряжения на затворе, пунктиром показана геометрическая емкость, определенная из емкости в нулевом поле. Стрелками показаны провалы магнитоёмкости при факторах заполнения  $\nu = 1/3, 2/5, 3/5$ . (б) Химический потенциал около  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$ , полученный интегрированием магнитоёмкости. Вертикальные линии соответствуют точным значениям факторов заполнения. Данные получены с образца №2

емкость  $C$  при всех изучаемых значениях поля достигает значения  $C_0$ . Химический потенциал системы электронов сильно осциллирует: резко растет с фактором заполнения в окрестности  $\nu$  – рациональной дроби с нечетным знаменателем, и падает в областях с «отрицательной сжимаемостью» [4], когда  $d\mu_e/dn_s < 0$  (см. рис.1б). Скачку химпотенциала соответствует излом на зависимости свободной энергии двумерной системы от плотности электронов (при фиксированных площади и температуре). При  $T \rightarrow 0$  скачок химпотенциала напрямую связан с изломом энергии  $E$  основного состояния двумерной электронной системы.

В подразделе 3.4.1 обсуждается зависимость скачка химпотенциала системы от магнитного поля и фактора заполнения в низкотемпературном пределе и предлагается способ учета беспорядка в системе [10]. На рисунке 2а показана магнитополевая зависимость скачка химпотенциала в низкотемпературном пределе для одного из образцов. В больших полях данные хорошо описываются линейной зависимостью по полю. Величина скачка для  $\nu = 1/3$  совпадает с величиной скачка для  $\nu = 2/3$ , отражая электрон-дырочную симметрию расщепленного по спину уровня Ландау. Следует подчеркнуть, что эта линейная зависимость скачка химпотенциала от магнитного поля наблюдается в режиме, когда система полностью спин-поляризована. В малых магнитных полях на зависимости величины щели  $\Delta\mu$  для  $\nu = 2/3$  виден минимум, который соответствует спиновому переходу в основном состоянии. Минимум магнитополевой зависимости для  $\nu = 2/3$  сопровождается отклонением  $\Delta\mu(B)$  от линейной зависимости и для фактора заполнения  $\nu = 1/3$ . Это отклонение не слишком выраженное и могло бы быть связано со сменой спина основного состояния при  $\nu = 1/3$  в полях  $B \approx B_c$ . На рисунке показано изменение величины скачка химпотенциала  $\Delta\mu$  при  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$  для второго образца (закрашенные символы и кресты). В сильных магнитных полях данные также описываются линейной зависимостью по полю, при этом скачки химпотенциала для  $\nu = 2/5$  и  $\nu = 3/5$  совпадают. Отношение наклонов линейных зависимостей  $\Delta\mu(B)$  для факторов заполнения  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$  с экспериментальной точностью равно обратному отношению знаменателей дроби.

Сравнение данных при  $\nu = 1/3$  (кружки на рис.2а и 2б), полученных с двух образцов, показывает, что при фиксированном магнитном поле величина скачка химпотенциала в одном образце систематически меньше скачка химпотенциала в другом образце из той же шайбы. Это наблюдение автор связывает с влиянием длинноперiodного беспорядка. В эксперименте наблюдается конечная ширина скачка химпотенциала, определенная как расстояние между минимумом и максимумом зависимости  $\mu(\nu)$ , тогда как для идеального образца при нуле температуры ожидается нулевая ширина скачка химпотенциала. Это может быть связано с наличием макроскопиче-

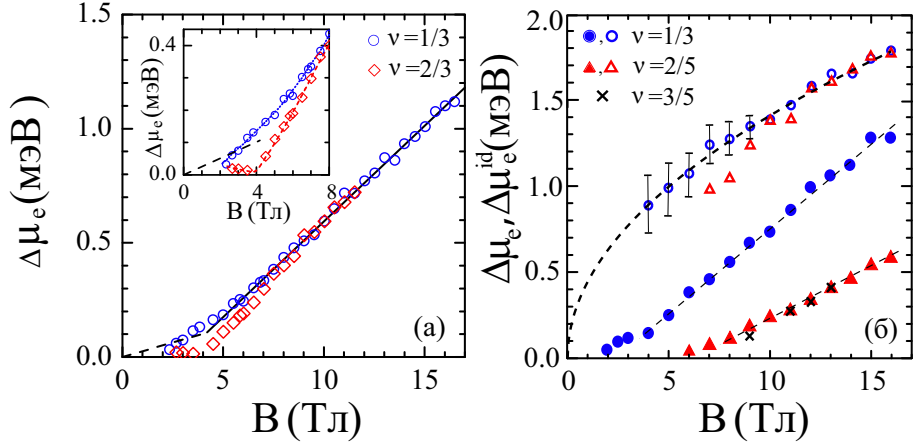


Рис. 2: (а) Зависимость скачка химпотенциала от магнитного поля для образца №1. Сплошная линия - линейная аппроксимация в больших полях. Пунктирная линия соответствует Зеемановской энергии в объемном GaAs. На вставке изображена область малых полей в увеличенном масштабе. Пунктирная линия для  $\nu = 2/3$  и  $\nu = 1/3$  проведена для глаза. (б) Зависимость скачка химпотенциала от магнитного поля для образца №2: закрашенные символы и кресты - экспериментальные данные, пустые символы - результат обработки для идеального образца. Пунктирные линии - линейная подгонка в больших полях. Наклоны прямых для  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$  относятся как обратные знаменатели. Величина  $\Delta\mu^{id}$  для  $\nu = 2/5$  разделена на 0.6. Пунктиром показана корневая зависимость.

ской неоднородности в системе. В условиях неоднородного распределения плотности электронов эксперимент дает средние по образцу значения химпотенциала в зависимости от среднего значения плотности  $\overline{\Delta\mu}$  и  $\overline{n_s}$ . Чтобы учесть неоднородность концентрации, возникающей из-за длиннопериодных флуктуаций потенциала, осуществлялась свертка функции  $\Delta\mu(B)$  с функцией Гаусса

$$\overline{\mu} = \int \mu^{id}(\nu) f(n_s - \overline{n_s}) dn_s.$$

Функциональная зависимость скачка химпотенциала от магнитного поля может быть определена в предположении, что форма осцилляций  $\mu(\nu)$  не зависит явно от  $B$ , но амплитуда осцилляций есть функция магнитного поля  $\mu^{id}(\nu) = F(B)G(\nu)$ . Для гауссовской плотности распределения с независящей от магнитного поля шириной  $\sigma(n_s)$ , осцилляции  $\mu^{id}(\nu)$  постепенно сглаживаются с уменьшением магнитного поля. Так как форма  $\mu^{id}(\nu)$  в районе фактора заполнения  $\nu$  фактически неизвестна, использовалась наименее сглаженная экспериментальная кривая  $\mu(\nu)$  в 16 Тл для расчетов в малых полях. Подбором  $\sigma(\nu) = \sigma(n_s)hc/eB$  и варьированием амплитуды

осцилляций, получено неплохое совпадение с экспериментальными кривыми  $C(\nu)$  в районе факторов заполнения  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$  в полях  $B < 16$  Т и определено поведение  $\mu^{id}$  с изменением поля. На рисунке 2б пустыми символами показано значение извлеченного таким образом скачка химпотенциала идеальной системы. Данные для  $\nu = 2/5$  поделены на 0.6. В полях  $B < 10$  Тл ширина особенности химпотенциала становится сравнимой с шириной неоднородности концентрации, что приводит к увеличению погрешности. Расчетные значения  $\Delta\mu^{id}$  независимо от фактора заполнения с точностью до численного множителя описываются теоретически ожидаемой корневой зависимостью по полю в пределе больших полей. Причем отношение значений  $\Delta\mu^{id}$  для факторов заполнения  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$  также равно  $5/3$  с хорошей точностью ( $< 7\%$ ). Полученные результаты показывают, что в больших магнитных полях скачок химпотенциала  $\Delta\mu^{id}$  согласуется с корневой зависимостью  $B^{1/2}$ .

В подразделе 3.4.2 обсуждается температурная зависимость скачка химпотенциала. Считается, что квантование Холловского сопротивления чистых двумерных систем при дробных заполнениях уровней Ландау нельзя объяснить в одночастичном приближении. Взаимодействие приводит к снятию вырождения уровня Ландау и открытию энергетической щели для заряженных возбуждений при определенных дробных факторах заполнения. Несмотря на качественное согласие с общепринятыми моделями [5, 6], существуют серьезные проблемы с величиной энергетических щелей, измеряемых в эксперименте. Более того, и сами результаты измерений, проведенных разными методами и на образцах различного качества также плохо согласуются между собой. Хотя эти противоречия принято приписывать проявлению беспорядка в двумерной системе, до сих пор попытки их устранения были безуспешными. Температурная зависимость скачка химпотенциала двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) также изучалась методом магнитоемкости. Скачок химпотенциала системы электронов имеет более сильную температурную зависимость [10] по сравнению с целочисленным эффектом Холла [9]. Значение скачка химпотенциала такой системы увеличивается с понижением температуры и при низких температурах (порядка 0.3К) выходит на насыщение (символы на рис.3). Для численного моделирования температурной зависимости была адаптирована двухуровневая модель [9] в применении к композитным фермионам [6]. Проведено сравнение экспериментально измеренных температурных зависимостей скачка  $\Delta\mu_e$  и расчетных для факторов заполнения  $\nu = 1/3$  и  $\nu = 2/5$ . Для примера на рисунке 3 показаны зависимости для  $\nu = 1/3$  в поле 8 Тл и 16 Тл и для  $\nu = 2/5$  в поле 16 Тл. При  $T > 0.3K$  расчет хорошо согласуется с экспериментом как для  $\nu = 1/3$ , так и для  $\nu = 2/5$ , хотя в этом случае область применимости

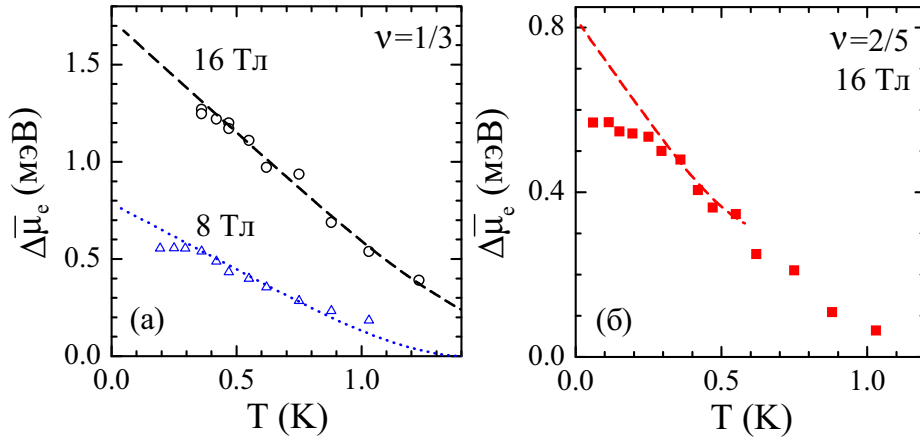


Рис. 3: Температурная зависимость скачка химпотенциала образца №2: экспериментальная (символы) и в двухуровневой модели ДКЭХ (пунктирная линия) для  $\sigma = 2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Значения поля и фактора заполнения указаны на рисунке.

двухуровневого приближения сильно ограничена со стороны высоких температур. В области ультра низких температур расчетное значение химпотенциала в пределе бесконечно узких уровней линейно возрастает с понижением температуры вплоть до нуля температур, тогда как экспериментальная кривая выходит на насыщение. Это может быть связано с уширением уровней короткопериодным беспорядком. Наклон экспериментальной температурной зависимости согласуется с двухуровневой моделью композитных фермионов с учетом беспорядка и в сжимаемой области между факторами заполнения  $\nu = 1/3$  и  $2/5$ . Однако, несмотря на указанное согласие, остается расхождение между теорией и экспериментом в части абсолютных значений скачков.

**В главе 4** описываются измерения явлений энергетической релаксации в сильно неравновесных системах в эксперименте типа «увлечения».

В разделе 4.1 описаны образцы и методики измерения. Образцы выполнены на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, на поверхность которой напылён набор металлических затворов характерной шириной 200 нм. Центральный затвор делит структуру на две части (см. рис. 4). По обе стороны от центрального затвора зеркально расположены по несколько боковых затворов. Прикладывая отрицательное напряжение на затворы, можно обеднить двумерный электронный газ под ними и получить таким образом различные квантовые сужения. Прикладывая отрицательное напряжение на центральный затвор и боковые затворы, можно получить две электрически изолированные цепи, содержащие по одному квантовому контакту (КК). Один из

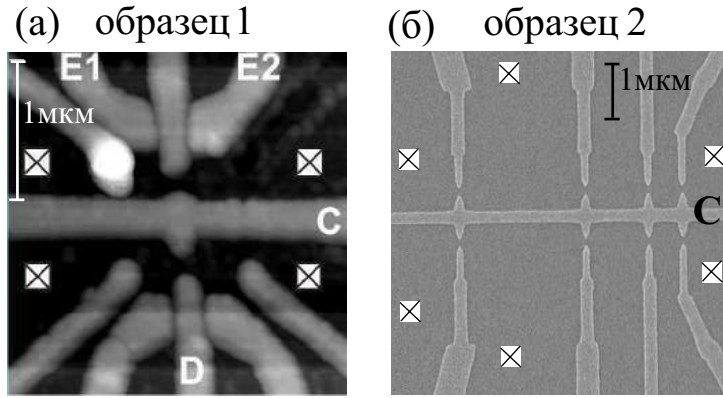


Рис. 4: (а) Изображение образца №1, полученное атомно-силовым микроскопом. (б) Изображение образца №2, полученное сканирующим электронным микроскопом. (а),(б) Светлые области - металлические затворы, белые квадраты - схематическое изображение омических контактов.

контактов используется как источник, другой – как детектор. Были проведены эксперименты типа «увлечения» с использованием технических методов прецизионных электронных измерений. Однако, в виду малых импедансов квантовых контактов, проводилось измерение с использованием сверхчувствительной методики малых токов увлечения ( $\sim 1$  пА, что соответствует напряжению  $\sim 10$  нВ) в гальванически изолированных цепях, а не напряжения, как в типичных экспериментах «увлечения» [19].

В разделе 4.2 представлены экспериментальные результаты исследования передачи энергии в сильно неравновесных квазиодномерных системах и их обсуждение.

В подразделе 4.2.1 В отсутствие магнитного поля качественно были воспроизведены предыдущие результаты [18] при  $T = 4.2$  К и  $T = 40$  мК на разных образцах. Ток  $I_{DET}$ , индуцированный в КК-детекторе, зависит пороговым образом от тянущего напряжения в управляющей цепи ( $V_{DRIVE}$ ) и меняет знак при смене полярности напряжения. При  $|V_{DRIVE}| > 3$  мВ наблюдается конечное значение индуцированного тока  $I_{DET}$ , направленного противоположно току  $I_{DRIVE}$  в источнике. Этот эффект ранее был назван эффектом противотока и объяснен асимметричным нагревом цепи детектора по аналогии с термоэлектрическим эффектом [18].

В подразделе 4.2.2 представлены результаты исследования влияния магнитного поля на неравновесный аналог термоэлектрического эффекта в компланарных электрически изолированных КК [18]. В малом перпендикулярном поле в цепи контакта-источника с помощью внешнего источника напряжения пропускался ток ( $\sim 1$  мкА), в цепи контакта-детектора измерялся малый индуцированный ток ( $\sim 10$  пА). Экспери-

мент проводился как при относительно высокой температуре 4.2 К, так и при низкой температуре 40 мК на двух образцах. Исследовались два режима источника: режим открытого КК  $R_{DRIVE} \approx 10\text{кОм}$  и сильно закрытого  $R_{DRIVE} \approx 100\text{кОм}$  (режим "pinched-off"). В режиме открытого источника при включении слабого магнитного поля ( $|B| < 0.1\text{Тл}$ ) перпендикулярного плоскости гетероперехода ток в детекторе резко менялся в несколько раз, хотя ток в контакте-источнике не испытывал заметных изменений (рис.5а). При дальнейшем увеличении поля резкая зависимость сменялась плавной, а связь между направлениями тока в детекторе и контакте-источнике исчезала. В полях выше  $|B| > 0.5\text{ Тл}$  направление тока в детекторе полностью определялось знаком магнитного поля. Полученные результаты можно объяснить особенностями распространения неравновесных баллистических носителей в магнитном поле. Резкую зависимость в слабых полях качественно можно объяснить переходом от свободного пролета носителей в управляющей цепи к распространению по квазиклассическим скачущим орбитам вдоль электростатического края двумерной системы. Механизм передачи энергии между двумя цепями может объясняться, как и в [18], испусканием и перепоглощением неравновесных фононов с энергиями масштаба 0.5 мэВ. Это, в частности, объясняет нечувствительность качественного эффекта к изменению температур на два порядка. Достаточно сильное магнитное поле вносит асимметрию между двумя цепями, что объясняет исчезновение связи между направлениями токов в контакте-источнике и детекторе. На рисунке 3б показана производная  $g \equiv dI_{DET}/dV_{DRIVE}$  как функция магнитного поля при закрытом КК-источнике. При  $B = 0$  наблюдается эффект противотока и на производной  $g$  виден экстремум. Приложение небольшого магнитного поля  $|B| \sim 0.5\text{ Тл}$  сильно подавляет сигнал. Относительно нулевого магнитного поля детектируемый сигнал приблизительно четная функция по  $B$ , а резкого изменения в полевой зависимости не наблюдается по сравнению со случаем открытого возбуждающего квантового контакта (рис. 5а). Однако, при  $|B| \gtrsim 0.5\text{ Тл}$  наблюдается переход в режим, управляемый магнитным полем, подобно случаю открытого КК-источника. Причиной такого поведения в этом случае, возможно, является энергетическая релаксация горячих электронов вблизи закрытого квантового контакта, а не в глубине, как при открытом КК. Таким образом, эксперимент свидетельствует о нелокальности взаимодействия между компланарными наноструктурами и подтверждает предположение о его фононном происхождении.

В подразделе 4.2.3 изложены результаты исследования энергетической релаксации между одномерными краевыми каналами противоположной киральности в целочисленном квантовом эффекте Холла. Краевые каналы расположены на расстоянии порядка 300 нм, гальванически развязаны и разделены непроницаемым туннель-



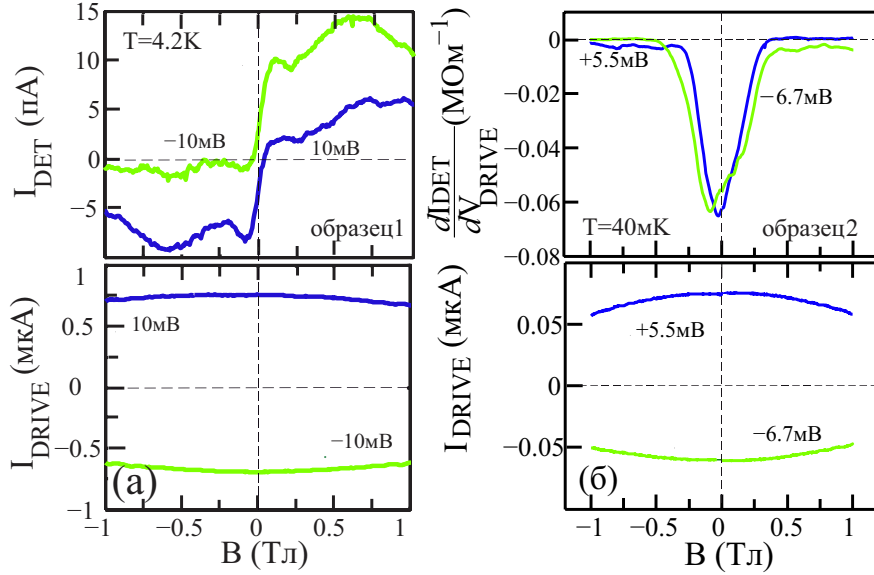


Рис. 5: (а) Режим открытого КК-источника  $R_{DRIVE} \sim 10k\Omega$ . Ток в цепи детектора и источника при фиксированном  $V_{DRIVE} = \pm 10$  мВ как функция магнитного поля  $-1\text{Тл} < B < 1\text{Тл}$  для образца 1. (б) Режим почти закрытого КК-источника (pinched-off), образец 2, температура 40мК. Производная  $g$  детектируемого сигнала при двух значениях тянущего напряжения  $V_{DRIVE}$  как функция магнитного поля  $-1\text{Тл} < B < 1\text{Тл}$  и соответствующая зависимость для  $I_{DRIVE}$ . КК-источник имел сопротивление  $R_{DRIVE} \sim 80$  кОм (измеренное в линейном режиме).

ным барьером. Неравновесное распределение электронов в первом (горячем) канале создается при помощи пропускания постоянного тока через частично прозрачный квантовый контакт с коэффициентом прозрачности  $Tr < 1$ . Энергия, переданная изначально равновесному второму каналу, исследуется при помощи второго КК. Результаты воспроизводятся на различных парах КК и не зависят от выбора горячего и холодного краевых каналов. Эксперимент проводился при температуре 40-100 мК в рефрижераторе растворения в перпендикулярном магнитном поле  $B = 3.8$  Тл (фактор заполнения  $\nu = 1$ ).

Индукцированный в равновесной цепи ток является практически симметричной функцией напряжения в возбуждающей цепи (рис. 6а). При смене направления управляющего тока направление индуцированного тока не меняется, в отличие от эффектов увлечения. Как и в слабых полях, это обусловлено тем, что симметрия задачи определяется магнитным полем. Индуцированный сигнал мал  $\sim 1$ пА, тогда как в возбуждающей цепи течет ток на четыре порядка больший по величине. При относительно больших прикладываемых напряжениях отклик в детекторе линеен, при малых напряжениях зависимость близка к квадратичной. Качественно такой же ре-

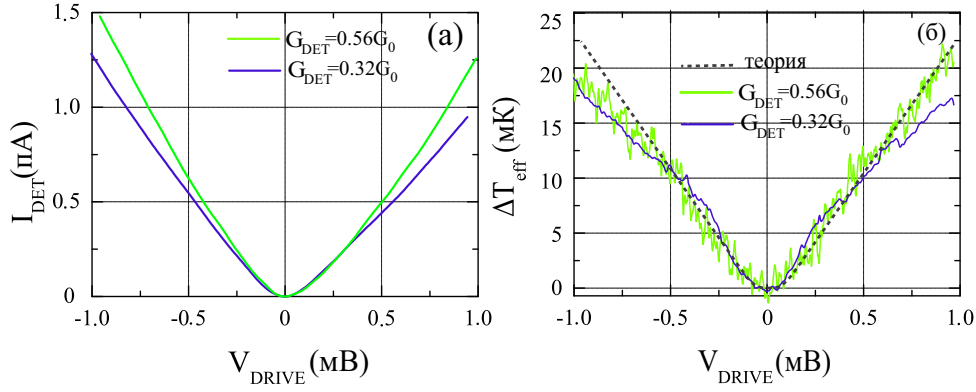


Рис. 6: (а) Индуцированный ток, аналогичный термоэлектрическому, как функция напряжения в возбуждающей цепи при разных значениях проводимости  $G$  детектирующего квантового контакта.  $G_0 = e^2/h$  – квант проводимости,  $e$  и  $h$  – заряд электрона и постоянная Планка; (б) Степень нагрева детектора как функция напряжения в цепи источника. Сравнение эксперимента и расчетной зависимости.

зультат наблюдается для различного взаимного расположения КК-детектора и источника и различных значениях проводимости КК-детектора.

Путем измерения индуцированного сигнала аналогичного термо-ЭДС [18] и наведенного изменения кондактанса КК-детектора, определяется зависимость эффективной температуры  $T_{\text{eff}}$  второго краевого канала от тянущего напряжения в первом (см. рис. 6б). Эта методика применима для тянущих напряжений вплоть до  $V = 1$  мВ (соответственно, избыточных энергий 1мэВ) в горячем канале. Эффективная температура повышается на 20 мК почти линейно с увеличением напряжения вплоть до 1 мВ. При тянущих напряжениях  $V > 100$  мкВ зависимость  $T_{\text{eff}}(V_{\text{DRIVE}})$  линейна, что свидетельствует о доминировании парных неупругих процессов при наличии беспорядка. При меньших  $V$  зависимость  $T_{\text{eff}}(V)$  близка к квадратичной, что позволяет оценить величину кванта передаваемой энергии в 50 мкэВ. Также был определен термоэлектрический коэффициент для квантового контакта.

По существу, полученные результаты впервые демонстрируют важность беспорядка и парных неупругих кулоновских процессов для энергетической релаксации в краевых каналах целочисленного эффекта Холла

В подразделе 4.2.4 изложен расчет мощности парного кулоновского рассеяния и рассеяния посредством обмена неравновесными акустическими фононами, проведено сравнение теории с экспериментом. Парные процессы рассеяния между электронами противоположно направленных краевых каналов запрещены в силу законов сохра-

нения энергии и импульса. Однако, если в системе присутствует беспорядок, может возникнуть неопределенность в импульсе, за счет которой парные процессы рассеяния могут быть осуществлены. Был проведен расчет в рамках теории возмущений для этого случая и получены выражения для передаваемой мощности для кулоновского рассеяния и неравновесных акустических фононов. Установлено, что передача энергии в единицу времени имеет пороговую зависимость от степени неравновесности горячего канала. Оценка передачи энергии для электронов в GaAs указывала на доминирование кулоновского рассеяния в пределе малых расстояний между каналами. Однако на достаточно больших расстояниях оба механизма рассеяния дают сравнимый вклад. Также было проведено сравнение расчетной кривой и экспериментальной, которое позволило оценить корреляционную длину беспорядка в системе  $\approx 700$  нм, предполагая, что дрейфовая скорость электронов равна  $10^7$  см/с.

**В Заключение** приведены основные результаты работы:

1. Исследована температурная зависимость скачка химпотенциала системы в режиме дробного квантового эффекта Холла
2. В низкотемпературном режиме исследована зависимость скачка от магнитного поля для разных факторов заполнения. Обнаружена линейная зависимость от поля с наклоном, обратно пропорциональным знаменателю дроби. Предложен способ учета длиннопериодного беспорядка в системе.
3. Проведен расчет температурной зависимости скачка химпотенциала в двухуровневой модели для композитных фермионов. Сравнение расчета с экспериментом дало неплохое количественное согласие.
4. Исследовано влияние слабого магнитного поля на неравновесный аналог термоэлектрического эффекта в гальванически развязанных квантовых цепях.
5. Исследована энергетическая релаксация между противоположно направленными краевыми каналами в режиме квантового эффекта Холла. Предложен способ измерения температуры, на которую нагревается равновесный канал при взаимодействии с неравновесным краевым каналом.
6. Проведен расчет мощности, передаваемой между каналами в кулоновском парном рассеянии электронов и посредством обмена фононами, с учетом беспорядка. Получено хорошее согласие расчета с экспериментом

**В Приложении** изложен вывод формул, связывающих температурную зависимость дифференциальной проводимости квантового контакта-детектора с зависимостью от управляющего напряжения и термоэлектрическим эффектом в системе. Вывод формул осуществлялся для произвольной функции распределения в одномерной полоске. Полученные формулы позволили выразить индуцированный в ненагружен-

ной цепи сигнал через эффективное повышение температуры в изначально равновесной цепи.

### Материалы диссертации опубликованы в работах:

- [A1]. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, M.G. Trokina, V.T. Dolgoplov, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, L. Sorba, "Direct measurements of fractional quantum Hall effect gaps". Phys. Rev. Lett. **99**, 086802 (2007).
- [A2]. V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, M.G. Trokina, V.T. Dolgoplov, V. Pellegrini, F. Beltram, G. Biasiol, L. Sorba, "Filling factor dependence of the fractional quantum Hall effect gap". Phys. Rev. Lett. **100**, 196805 (2008).
- [A3]. М.Г. Прокудина, В.С. Храпай, "Термодинамические измерения в дробном квантовом эффекте Холла и модель композитных фермионов". Письма в ЖЭТФ, том **89**, вып. 11, стр.670-675 (2009).
- [A4]. M.G. Prokudina, V.S. Khrapai, S. Ludwig, J.P. Kotthaus, H.P. Tranitz, W. Wegscheider, "Acoustic-phonon-based interaction between coplanar quantum circuits in magnetic field". Phys. Rev. B, **82**, 201310(R) (2010)
- [A5]. М.Г. Прокудина, В.С. Храпай, "Парное рассеяние электронов краевых каналов противоположной киральности в присутствии потенциала беспорядка". Письма в ЖЭТФ, том **95**, вып.7, стр.385-389 (2012).

### Список литературы

- [1] Р. Прендж, С. Гирвин, «Квантовый эффект Холла», Москва, «Мир» (1989).
- [2] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, J. P. Kotthaus, M. Holland, Nonlinear screening in two-dimensional electron systems. Phys. Low-Dim. Struct. **6**, pp 1-22 (1996).
- [3] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern, "Electronic Properties of two-dimensional systems". Rev.Mod.Phys. vol.**54**, p.437 (1982).
- [4] J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer and K.W.West, Negative compressibility of interacting two-dimensional electron andquasiparticle gases. Phys. Rev. Lett. **68**, 674-677 (1992)
- [5] R. B. Laughlin, Anomalous quantum Hall effect: an incompressible quantum fluid with fractionally charged excitation. Phys. Rev. Lett. **50**, 1395(1983)

- [6] J. K. Jain, Composite-fermion approach for the fractional quantum Hall effect. Phys. Rev. Lett. **63**, 199(1989)
- [7] G. S. Boeninger, A. M. Chang, H. L. Stormer, D. S. Tsui, Magnetic field dependence of activation energies in fractional quantum Hall effect. Phys. Rev. Lett. **55**, 1606(1985)
- [8] A. F. Dethlefsen, E. Mariani, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, R. J. Haug, Signatures of spin in the  $\nu = 1/3$  fractional quantum Hall effect. Phys. Rev. B **74**, 165325 (2006)
- [9] М. О. Дорохова, «Емкостная спектроскопия двумерных электронных систем в квантующем магнитном поле» диссертация ... канд.физ.-мат.наук, ИФТТ, Черноголовка (2000)
- [10] J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Compressibility of the two-dimensional electron gas: measurements of zero-field exchange energy and fractional quantum Hall gap. Phys. Rev. B **50**, 1760(1994)
- [11] I. V. Kukushkin, V. B. Timofeev, Thermal collapse of the fractional-quantum-Hall-effect energy gaps, Advances in Physics, Vol. **45**, No. 3, 147-242(1996)
- [12] M. Büttiker. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors. Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988).
- [13] S. Tomonaga, Remarks on Bloch's Method of Sound Waves applied to Many-Fermion Problems. Prog. Theor. Phys. (Kyoto) **5**, 544 (1950); J.M. Luttinger, An Exactly Soluble Model of a Many-Fermion System. J. Math. Phys. N.Y. **4**, 1154 (1963).
- [14] 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. **66**, 1216(1991).
- [15] R. Augado, L.P. Kouwenhoven, Double quantum dots as detectors of high-frequency quantum noise in mesoscopic conductors. Phys. Rev. Lett. **84**, 1986 (2000)
- [16] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C.T. Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
- [17] E. Onac, F. Balestro, L.H. Willems van Beveren, U. Hartmann, Y.V. Nazarov, L.P. Kouwenhoven, Using a quantum dot as a high-frequency shot noise detector. Phys. Rev. Lett. **96**, 176601 (2006)

- [18] V. S. Khrapai, S. Ludwig, J. P. Kotthaus, H. P. Tranitz, W. Wegscheider. Counterflow of electrons in two isolated quantum point contacts. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 096803 (2007)
- [19] P. Debray, V. N. Zverev, V. Gurevich, R. Klesse and R. S. Newrock, Coulomb drag between ballistic one-dimensional electron systems. *Semicond. Sci. Technol.* **17**, R21–R34 (2002)
- [20] C. Altimiras, H. le Sueur, U. Gennser, A. Cavanna, D. Mailly, and F. Pierre, Tuning energy relaxation along quantum Hall channels. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 226804 (2010)
- [21] T. Karzig, L. I. Glazman, and F. von Oppen, Energy relaxation and thermalization of hot electrons in quantum wires, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 226407 (2010)
- [22] A.M. Lunde, S.E. Nigg, and M. Buttiker, Interaction-induced edge channel equilibration. *Phys. Rev. B* **81**, 041311(R)(2010)
- [23] T. P. Smith, B. B. Goldberg, P. J. Stiles, and M. Heiblum, Direct measurement of the density of states of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **32**, 2696 (1985)