

На правах рукописи

Ханнанов Максим Наилевич

**МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В  
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ И  
ДЫРОЧНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт  
физики твердого тела РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент РАН,  
профессор  
**Кукушкин Игорь Владимирович**

Официальные оппоненты: кандидат физико-математических наук  
**Быков Алексей Александрович**  
  
доктор физико-математических наук  
**Волков Владимир Александрович**

Ведущая организация: Институт спектроскопии Российской  
академии наук

Защита состоится 9 марта 2010 года в 10:00 часов на заседании диссертаци-  
онного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии наук Институт  
физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская об-  
ласть, ИФТТ РАН, ул. Институтская, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан 5 февраля 2010 года.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

## Общая характеристика работы

**Актуальность проблемы.** Физика низкоразмерных полупроводниковых систем - одно из наиболее интенсивно развивающихся направлений в физике твердого тела последних трех десятилетий. Изначально интерес к этим системам возник благодаря открытию такого принципиально нового, фундаментального явления, как квантовый эффект Холла [1, 2] в высокоподвижных двумерных (2D) электронных системах. Дальнейшее развитие технологии изготовления структур позволило уменьшить размер элементов полупроводниковых устройств до нескольких нанометров. Такие устройства должны стать базой для создания сверхбыстрой квантовой электроники. В современной физике низкоразмерных систем спиновая микро и нано электроника (спинтроника) [3] занимает лидирующие позиции по актуальности, выражающейся в количестве экспериментальных и теоретических работ, связанных с этой темой. Одной из ключевых ее задач является управление поляризацией спина, которая может служить аналогом бита информации. Управление магнитным полем, которое напрямую действует на магнитный момент электрона, накладывает принципиальные ограничения на быстродействие таких систем. Гораздо предпочтительнее использование для этих целей света или электрического тока, однако электромагнитное поле напрямую влияет лишь на орбитальную часть магнитного момента электрона. Решение задачи управления поляризацией спина с помощью электрического поля дает спин-орбитальное взаимодействие.

Идея спинового транзистора, предложенная в работе [4], основана на возможности управления спиновой прецессией носителей заряда внешним электрическим полем с помощью модуляции энергии спин-орбитального взаимодействия затворным напряжением. Для реализации этой идеи требуются, во-первых, достаточно длинные времена спиновой релаксации носителей заряда, во-вторых, контроль спин-орбитального взаимодействия электрическим полем и, в-третьих, возможность инжектировать в систему ориентированные по спину носители заряда с высокой степенью поляризации. Согласно теоретическим представлениям, все эти необходимые условия можно выполнить в полупроводниковых гетероструктурах высокого качества. В связи с последним обстоятельством в экспериментальных исследованиях обычно используются электронные двумерные системы в наиболее совершенных квантовых ямах GaAs/AlGaAs, в которых, однако, величина спин-орбитального взаимодействия не является достаточно большой. Для усиления энергии спин-орбитального взаимодействия используются полупроводники с меньшей шириной запрещенной зоны, например, квантовые ямы InAs/GaAs, однако при этом из-за несоответствия постоянных кристаллических решеток двух материалов ухудшается качество структур, и значительно уменьшается время спиновой релаксации. Альтернативная возможность для увеличения энергии спин-орбитального взаимодействия носителей заряда в структурах GaAs/AlGaAs появляется при использовании в этих совершенных квантовых ямах не электронного, а дырочного канала. Основными отличиями дырочных каналов, по сравнению с электронными, являются гораздо большая величина спин-орбитального взаимодействия и слабое контактное взаимодействие спинов носителей заряда со спинами ядер, что значительно упрощает контроль спиновой прецессии элект-

трическим полем. Экспериментальное определение спин-орбитального взаимодействия в дырочной системе в зависимости от электрического поля представляет важную и недостаточно исследованную на данный момент задачу. Мощным инструментом для решения этой задачи оказывается микроволновая спектроскопия дырочных циклотронных, магнитоплазменных и спин-плазменных резонансов. Однако, спектроскопия электронных и в особенности дырочных магнитоплазменных возбуждений до недавнего времени были затруднены низкой подвижностью структур, с чем, по всей вероятности, и связана слабая изученность данного вопроса.

Другим важным и бурно развивающимся направлением является создание терагерцовых технологий, в частности, генераторов и детекторов, которые могут иметь многочисленные и крайне важные применения, прежде всего, в области безопасности и здравоохранения. Наиболее перспективным здесь является детектирование тех же фотовозбужденных плазменных колебаний в двумерных электронных структурах [5, 6], что позволит создать недорогие, миниатюрные и эффективные генераторы и спектрометры в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне.

Помимо вышеперечисленных применений прикладного характера электронные плазменные колебания в низкоразмерных системах представляют значительный интерес для фундаментальной науки. Перспективным направлением исследования низкоразмерных полупроводниковых систем является микроволновая спектроскопия двумерных структур, ограниченных определенной геометрией (диски, полоски, кольца). Эти структуры хорошо подходят для изучения одномерных (полоски) и двумерных (диски) магнитоплазменных колебаний. Геометрия кольца может быть использована для исследования промежуточного случая перехода от двумерного характера плазменных колебаний к одномерному.

Особый интерес представляют краевые магнитоплазмоны (КМП), распространяющиеся вдоль границы двумерной электронной системы (ДЭС) [7]. К их появлению приводят краевые электронные состояния, играющие важную роль в построении теории квантового эффекта Холла (КЭХ) [8]. Экспериментальное изучение КМП может помочь существенно продвинуться в понимании этого фундаментального явления.

Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования магнитоплазменных колебаний в низкоразмерных системах, во многом их физика остается неизученной. Ярким примером вышесказанного может служить тот факт, что теоретически предсказанный в 1899 году [9] закон дисперсии одномерных плазменных колебаний был измерен лишь в 2005 году на двумерных электронных полосках [10]. В настоящей диссертационной работе представлены результаты новых экспериментальных исследований коллективных магнитоплазменных возбуждений в 2D электронных и дырочных системах.

**Цель диссертационной работы.** Изучение физических свойств и законов дисперсии одномерных, двумерных и краевых плазмонов, а также измерение циклотронных масс тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах различной ширины в зависимости от их концентрации и изучение закона дисперсии двумерных дырок.

**Методы исследований.** Исследования производились с помощью методики оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения, основанной на высокой чувствительности оптических спектров элек-

трон-дырочной рекомбинации к температурам электронного или дырочного газа. Впервые эта методика была применена в работе [11] для исследования электронного циклотронного резонанса. В настоящей диссертации методика получила свое развитие, связанное с существенным расширением (вплоть до радиочастот) микроволнового диапазона измерений и увеличением чувствительности методики, а также ее адаптацией к измерениям размерных дырочных магнитоплазменных резонансов.

### **Научную новизну работы составляют**

#### **следующие положения, выносимые на защиту:**

1. Усовершенствована методика оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения, что позволило изучать электронные и дырочные магнитоплазменные возбуждения в GaAs(001) квантовых ямах в широком диапазоне частот от 1 МГц до 170 ГГц, изучить спектр КМП в условиях КЭХ и обнаружить новые низкочастотные магнитоплазмоны.
2. Измерена зависимость циклотронной массы тяжелых дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, выращенных в направлении (001), от концентрации дырок и ширины ямы. Обнаружен и проанализирован многократный рост циклотронной массы тяжелых дырок при увеличении как концентрации носителей, так и ширины ямы.
3. В асимметричных GaAs(001) квантовых ямах обнаружено и исследовано влияние спин-орбитального расщепления спектра тяжелых дырок на их циклотронные массы. На основании полученных экспериментальных данных рассчитан энергетический спектр тяжелых дырок.
4. В 2D электронных дисках исследована магнитодисперсия КМП как в высокочастотном ( $\omega\tau^* \gg 1$ ) и низкочастотном ( $\omega\tau^* \ll 1$ ) пределах, так и в промежуточных частотах ( $\tau^*$ —время релаксации импульса электрона). Показано, что частота  $\omega$  и затухание КМП в больших полях пропорциональны холловской проводимости, при этом в спектре КМП логарифмическая поправка заменяется константой, определяемой шириной края. В двумерных электронных полосках обнаружена логарифмическая поправка в законе дисперсии плазменных возбуждений, определяемая шириной полоски.
5. В структурах с кольцевой геометрией исследовано взаимодействие двух краевых магнитоплазменных мод, локализованных в больших магнитных полях вдоль внутренней и внешней границы кольца.
6. При температуре ниже 1 К обнаружено расщепление основной моды КМП в условиях КЭХ, связанное с уширением несжимаемой полоски на краю образца.
7. В спектрах резонансного микроволнового поглощения обнаружены акустические магнитоплазмоны в ДЭС GaAs/AlGaAs. Показано, что акустические моды проявляются только в режиме КЭХ, когда наблюдается резкое сужение резонансных линий.

**Научная и практическая ценность работы** определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию

об энергетическом спектре тяжелых двумерных дырок и его и спин-орбитальном расщеплении в GaAs квантовых ямах, а также о законе дисперсии и затухании одномерных, двумерных и краевых магнитоплазменных возбуждений в ограниченных двумерных электронных системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практических применений при создании спинового транзистора и других элементов нанoeлектроники, а также при разработке дешевых, миниатюрных и эффективных терагерцевых генераторов, детекторов и спектрометров.

**Апробация работы.** Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на конференции, посвященной 70-летию В. Б. Тимофеева (2006), VIII Российской конференции по физике полупроводников “Полупроводники 2007”, а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

**Личный вклад автора** в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в его участии в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, обработке и интерпретации результатов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 184 страницы, включая 43 рисунка.

## Содержание диссертации

**Во введении** объясняется выбор темы диссертации, обосновывается ее актуальность, формулируются цели и результаты, выносимые на защиту. Описана структура диссертации и ее содержание.

**Глава первая** содержит литобзор. Первая часть главы представляет собой обзор основных результатов экспериментальных исследований коллективных возбуждений в трехмерных (объемные и поверхностные плазмоны) и в низкоразмерных системах (двумерные, одномерные и краевые магнитоплазмоны). Параллельно приводятся результаты теоретических расчетов магнитоплазменных мод в таких структурах, полученные в рамках различных моделей и приближений. Во второй части представлен обзор экспериментальных исследований энергетического спектра и планарной массы дырок в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, а также теоретических представлений, связанных с этими вопросами.

**Во второй главе** кратко изложена технология приготовления образцов; приведены параметры измеряемых структур. В отдельных параграфах дано описание используемых в эксперименте методик, и представлены схемы экспериментальных установок с краткими характеристиками измерительной аппаратуры.

Измерения проводились на  $\delta$ -легированных одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 10–30 нм, выращенных с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии в направлении (001). В случае р-легирования акцептором выступал углерод, в случае п-легирования донором был кремний. На основе этих квантовых ям методом фотолитографии изготавливались мезы в форме диска, кольца, полоски с характерными размерами от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Различная степень легирования позволяла задавать концентрацию носителей заряда в квантовой яме, которая в наших структурах изменялась в диапазоне от 0.4 до  $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Электронная подвижность  $\mu$  в исследуемых образцах при-

нимала значения от 2 до  $9 \times 10^6$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$  при 4.2 К, дырочная достигала  $10^6$   $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{с}$  при 1 К.

Спектры размерных магнитоплазменных резонансов измерялись методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения [11, 12]. Исследовались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов при температурах  $T = 0.3 - 4.2$  К в диапазоне частот от 1 МГц до 170 ГГц. Фото-возбуждение и регистрация рекомбинационного излучения осуществлялась с помощью кварцевого оптического световода, подведенного непосредственно к образцу. Оптический сигнал регистрировался и анализировался с помощью спектрометра и ССД детектора (светочувствительной матрицы). Микроволновое излучение подводилось от генератора к образцу либо по СВЧ-тракту, либо по коаксиальному СВЧ-кабелю. В результате резонансного поглощения СВЧ мощности происходил разогрев электронной системы и, как следствие, изменение формы линии рекомбинационного излучения 2D-электронов. Абсолютная величина разностного сигнала интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и определенная таким способом интегральная интенсивность дифференциального спектра служила мерой интенсивности микроволнового поглощения. Исследовалась зависимость измеренной таким способом интенсивности микроволнового поглощения как функции магнитного поля при различных частотах микроволнового возбуждения.

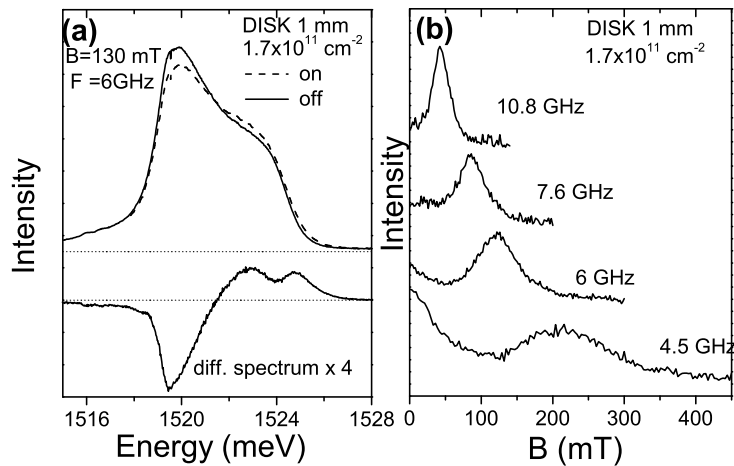


Рис. 1: (a): Спектр люминесценции и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения, измеренные в структуре с геометрией диска диаметром  $d = 1$  мм в резонансном магнитном поле  $B = 130$  мТл при микроволновом возбуждении с частотой 6 ГГц. Штриховой линией показано, как изменяется спектр люминесценции при поглощении СВЧ. Концентрация двумерных электронов  $1.7 \cdot 10^{11}$   $\text{cm}^{-2}$ ; (b): Типичные магнитополевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в той же структуре, для различных частот микроволнового излучения.

На рис. 1а сверху показан типичный спектр излучательной рекомбинации двумерных электронов, измеренный в условиях облучения СВЧ (штри-

ховая линия), и без него (сплошная линия). Снизу показана разница этих двух спектров люминесценции (дифференциальный спектр). Спектры измерены при  $T = 4.2$  К и концентрации двумерных электронов  $1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в условиях резонанса (частота  $F = 6$  ГГц, магнитное поле  $B = 130$  мТл). Как видно из этого рисунка, резонансное микроволновое поглощение приводит к изменению формы линии рекомбинационного излучения, что связано с разогревом электронной (а также дырочной) системы в результате резонансного поглощения СВЧ мощности. На рис. 1b представлены магнитополевые зависимости интенсивности резонансного поглощения, измеренные на том же образце для различных частот микроволнового СВЧ возбуждения. Показанные резонансы относятся к основной нижней моде, обладающей отрицательной магнитодисперсией. Зависимость измеренного таким способом резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения позволяет построить магнитодисперсию плазменных мод, а также исследовать затухание этих мод, определяемое шириной резонансного контура. Исходя из способа микроволнового возбуждения коллективных мод в измеряемых структурах, который был продиктован геометрией образца, требуемым диапазоном частот и т. д., в разных экспериментах производилась либо развертка по полю при постоянной частоте СВЧ излучения (рис. 1b), либо развертка по частоте при фиксированном магнитном поле (см. рис. 3a).

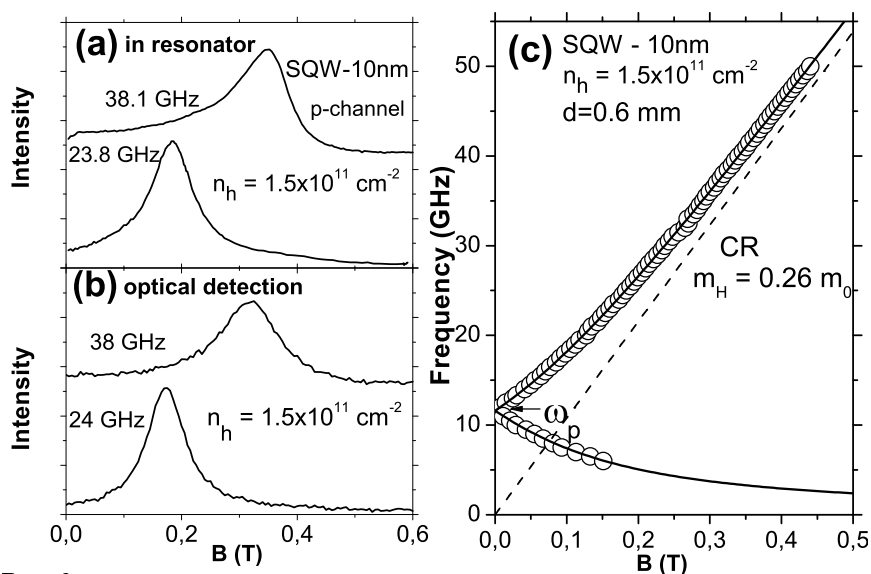


Рис. 2: Сравнительные магнитополевые зависимости интенсивности поглощения микроволнового излучения с частотами 24 и 38 ГГц, измеренные с помощью оптической (а) и резонаторной (б) методик в GaAs(001) квантовой яме шириной 10nm с концентрацией дырок  $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . (с): Магнитополевые зависимости резонансных плазменных частот. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (1), пунктирной прямой – циклотронный резонанс, соответствующий циклотронной массе дырки  $m_h = 0.26m_0$ .

До настоящей диссертационной работы методика оптического детекти-



рования дырочных магнитоплазменных резонансов была применена только один раз на 2D каналах р-типа с очень малой концентрацией [13]. Для проверки корректности применения данного оптического метода в исследованиях дырочных магнитоплазменных резонансов измерения дублировались с помощью альтернативной методики. Зависимость поглощения образцом микроволнового излучения от магнитного поля и частоты исследовалась также с помощью медного цилиндрического резонатора, работающего на моде  $H_{011}$ . Образец в этом случае размещался на верхней крышке резонатора. Подаваемая генератором на резонатор мощность составляла порядка 0.1 мВт. Аппроксимация зависимости мощности, проходящей через резонатор, от частоты давала значения добротности, а изменение последней в зависимости от магнитного поля - искомый спектр. Нижняя крышка резонатора была подвижной, что позволяло менять частоту резонанса в диапазоне от 20 до 40 ГГц и снимать зависимость спектра от частоты. Форма и положение резонансных контуров, измеренных с помощью оптической и проходной методик, совпадали в пределах погрешности измерений. На рис. 2 показаны резонансы, измеренные на образцах с одинаковой концентрацией оптической (рис. 2b) и резонаторной (рис. 2a) методиками. Видно, что методики дают очень схожие результаты.

**Глава 3** посвящена изучению размерных магнитоплазменных возбуждений в ограниченных 2D электронных и дырочных системах. Приведены результаты исследований спектральных свойств магнитоплазмонов в ДЭС, ограниченных различной геометрией (диска, полоски, кольца). Затем, для сравнения, рассмотрены размерные магнитоплазменные колебания, возникающие в 2D дырочных системах с геометрией диска.

Несмотря на многочисленные экспериментальные работы, посвященные размерным магнитоплазменным резонансам, их свойства не были в достаточной степени изучены. В частности, оставался экспериментально неисследованным спектр одномерных магнитоплазмонов, который можно измерить на двумерных электронных полосках. Главной причиной, с которой это могло быть связано, являлось низкое качество образцов.

В 80-90х годах, когда наиболее интенсивно велись теоретические и экспериментальные исследования размерных магнитоплазменных возбуждений, качество структур было хуже на один - два порядка. Это легко увидеть, сравнив ширины плазменных резонансов, показанных на рисунках 3a и 3b. Видно, что если в наших структурах ширина плазменного резонанса в нулевом поле обычно составляла около гигагерца (рис. 3a), то в первой работе по наблюдению КМП [14] ширина соответствующей линии была равна примерно 100 ГГц (рис. 3b). Следовательно, для измерения плазменного резонанса раньше необходимо было использовать очень маленькие (в случае [14] трехмикронные) образцы, для того чтобы частота плазменного резонанса была больше его ширины (плазменная частота обратно пропорциональна корню из размера образца, см. формулу (2)). Такое уменьшение размеров драматическим образом снижало чувствительность эксперимента и заставляло исследовать не одиночную двумерную структуру, а массив структур. При такой постановке эксперимента возможно существенное изменение характера плазменных колебаний из-за взаимодействия между соседними элементами массива. Если в [14] это взаимодействие существенно не повлияло на спектр КМП, то в измерениях на массиве полосок [15] был получен корневой закон дисперсии вместо линейного, который наблюдается

на отдельной полоске. Таким образом в первой и второй части настоящей главы изучаются магнитоплазменные колебания в *одиночных* двумерных электронных системах, ограниченных различной геометрией, характерный размер которых составляет 1 мм, в широком диапазоне частот от 50 ГГц ( $\omega\tau^* \gg 1$ ) до 350 МГц ( $\omega\tau^* \ll 1$ ).

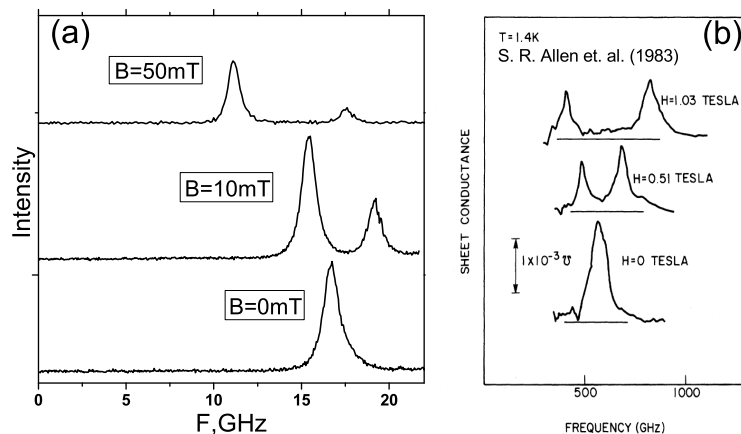


Рис. 3: Расщепление спектра плазмона в магнитном поле. (а): Спектр поглощения ДЭС в форме диска диаметром 1 мм, с концентрацией 2D электронов  $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  в различных магнитных полях. (б): Спектр КМП, измеренный в работе [14] на массиве дисков диаметром 3 мкм с концентрацией  $5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $2.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Магнитоплазменные возбуждения в ограниченных двумерных системах возникают за счет смешивания циклотронного и плазменного резонансов, поэтому микроволновая спектроскопия магнитоплазменных возбуждений интересна не только с точки зрения изучения физики самих магнитоплазмонов, но и является мощным инструментом, позволяющим измерять одновременно и циклотронную массу, и концентрацию носителей в двумерной системе. Это особенно интересно с точки зрения изучения спектра двумерных дырок в GaAs квантовых ямах, выращенных в направлении (001).

2D дырочные системы на основе GaAs квантовых ям, из которых изготавливаются наиболее качественные современные 2D структуры, во-первых, могут обладать существенным спин-орбитальным взаимодействием, во-вторых, легко позволяют варьировать с помощью изменения концентрации такой важный физический параметр как эффективную массу, поэтому изучение таких систем является чрезвычайно важным как для фундаментальных, так и для прикладных задач. Сравнение 2D дырочных и электронных магнитоплазменных резонансов приводится в третьей части настоящей главы.

**Первая часть главы 3** посвящена исследованию спектра коллективных возбуждений двумерных электронных систем с дисковой и кольцевой геометрией. Проведен сравнительный анализ спектров возбуждений, измеренных в кольце и в диске с тем же внешним диаметром. Также изучена модификация спектра магнитоплазменных возбуждений при изменении магнитного поля и концентрации двумерных электронов. Особое внимание

было уделено краевым магнитоплазмам, локализованным вдоль внешнего и внутреннего диаметра кольца и их взаимодействию. Подробно измерена магнитодисперсия КМП в ДЭС с различными концентрациями и геометрией диска в широком диапазоне частот от 20 ГГц до 350 МГц.

Плазменный резонанс в магнитном поле смешивается с циклотронным и, из-за ограничения размера образца, расщепляется на объемный и краевой (см. рис. 3,4). На рис. 4 представлены зависимости частот этих магнитоплазменных резонансов в 2D электронных дисках от магнитного поля: краевого, частота которого уменьшается с увеличением магнитного поля, и объемного, с ростом поля стремящегося к циклотронному резонансу. Такие моды впервые наблюдались в работе [14]. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром  $d$ , частоты краевой и объемной магнитоплазменных мод в [14] определяются следующим выражением:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_c = eB/cm^*$  - частота циклотронного резонанса, а  $\omega_p$  - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая определяется формулой [12]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi qne^2}{m^*\bar{\epsilon}}, \quad (2)$$

где  $q = 2.4/d$  - волновой вектор КМП в малых магнитных полях,  $\bar{\epsilon}$  - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  - эффективная масса электрона. Зависимость (1) показана на рис. 4 сплошной линией.

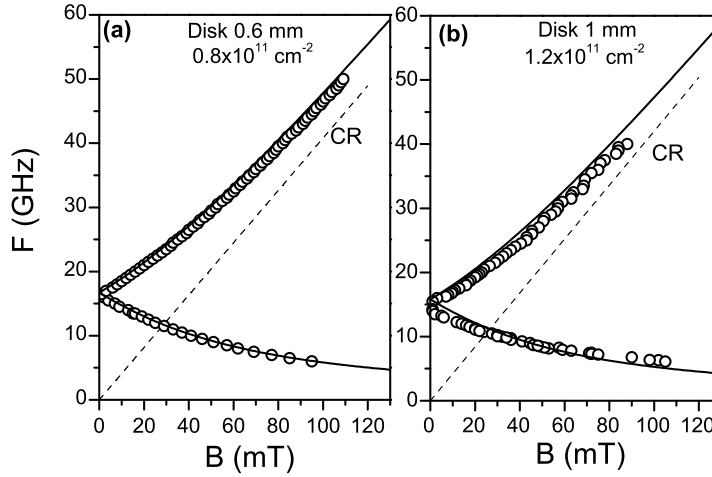


Рис. 4: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронных дисках с концентрацией электронов и диаметром диска: (a)  $n = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $d=0.6\text{мм}$ ; (b)  $n = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $d = 1\text{мм}$ . Сплошной линией показана теоретическая зависимость (1), штриховой – положение циклотронного резонанса. Отклонение экспериментальных зависимостей от теоретических при увеличении концентрации и размера связано с эффектами запаздывания [12].

При малых концентрациях и размерах ДЭС (1) хорошо описывает экспериментально найденные положения резонансных линий (рис. 4а), однако, при увеличении значений указанных параметров важную роль начинают играть эффекты запаздывания [12]. Как показано на рис. 4б и в работе [12], запаздывание приводит к тому, что плазменная частота в нулевом поле оказывается меньше, чем предсказывается формулой (2). Запаздывание связано с тем, что фазовая скорость плазмона становится сравнимой со скоростью света. Скорость краевого магнитоплазмона быстро убывает с магнитным полем. Поэтому можно было бы ожидать, что теоретическая кривая (1) с ростом поля начнет хорошо описывать экспериментальную зависимость. Пересечение теоретической и экспериментальной зависимостей частоты нижней моды от поля действительно происходит в районе 50 мТл (рис. 4б, рис. 5а,б). Но в более высоких полях экспериментальная кривая идет выше зависимости (1).

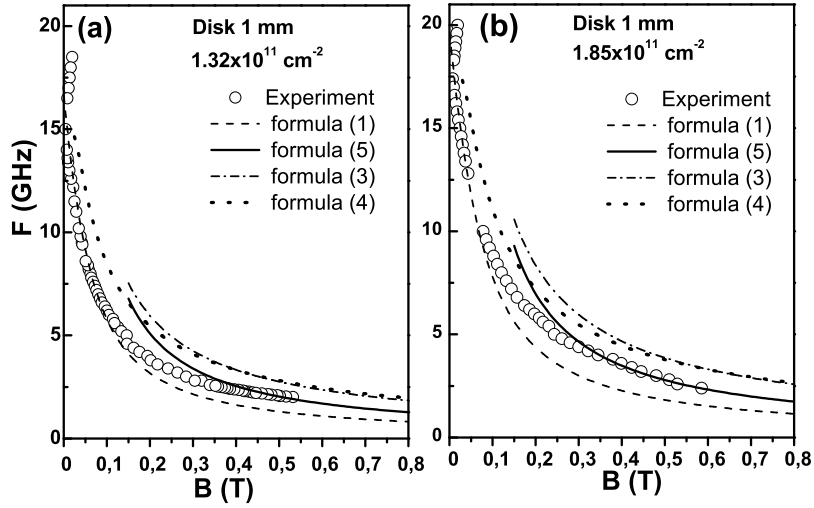


Рис. 5: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронных дисках диаметром 1 мм с концентрацией электронов: (а)  $n = 1.32 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; (б)  $n = 1.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошной линией проведена зависимость (5), пунктирной - (1), штрихпунктирной - (3), штриховой - (4)

На рис. 5 представлена магнитодисперсия основной моды КМП в сильных магнитных полях. Пунктирной линией показана зависимость (1). Формула (1) получена в модели сплюсненного эллипсоида, в то время как в наших структурах электронная плотность однородна до самых границ, а затем быстро убывает до нуля на характерном расстоянии 1 мкм от границы.

Следующая модель, в которой был рассчитан спектр КМП, – модель резкого края [7, 16]. Эта модель дает в низкочастотном пределе ( $\omega\tau^* \ll 1$ ) следующую зависимость частоты КМП от магнитного поля:

$$\omega_0(q_y) \approx \frac{2q\sigma_{xy}(0)}{\bar{\epsilon}} f \left[ \frac{5.436|\sigma_{xy}(0)|}{\pi\sigma'_{xx}(0)} \right] \approx \frac{2ne^2}{\bar{\epsilon}m^*\omega_c} q_y f \left( \frac{5.436}{\pi} \omega_c\tau^* \right) \quad (3)$$

где  $\tau^* = m^* \mu / e$ ,  $q_y = 2/d$  - волновой вектор КМП, в больших полях определяемый периметром диска,  $f(x) \approx \ln[x \ln x]$ , при  $x \gg 1$ .

В высокочастотном пределе ( $\omega \tau^* \gg 1$ ):

$$\omega_0(q_y) \approx \frac{2q\sigma_{xy}(0)}{\bar{\epsilon}} \ln \frac{5.436}{q_y l_0} \approx \frac{2n\epsilon^2}{\bar{\epsilon} m^* \omega_c} q_y \ln \frac{5.436}{q_y l_0}, \quad (4)$$

где  $l_0 = \frac{2\pi n\epsilon^2}{\bar{\epsilon} m^* \omega_c^2}$  имеет смысл длины локализации заряда КМП. В больших полях, когда ширина края  $a$  становится больше  $l_0$  модель резкого края переходит в модель гладкого края, в которой КМП локализован в слое обеднения. В наших структурах  $l_0 \approx a$  в поле 1.5 Тл, однако, как мы покажем ниже, модель гладкого края начинает работать начиная с полей 0.4-0.5 Тл.

В модели гладкого края закон дисперсии КМП определяется как [17]:

$$\omega_0(q_y) = \frac{2n\epsilon^2}{\bar{\epsilon} m^* \omega_c} q_y \ln \frac{e^{-\gamma}}{2q_y a}, \quad (5)$$

где  $\gamma \approx 0.577$ . Зависимость (5) показана на рис. 5 сплошной линией. Формула (5) неплохо описывает экспериментальные данные в пределе больших полей, если ширину края принять равной  $a \approx 0.4$  мкм. Зависимость (3) показана на рис. 5 штрихпунктирной линией. Зависимость (3) идет существенно выше экспериментальных точек и является более пологой. Зависимость (4), полученная для высокочастотного предела является еще более пологой, но для больших частот она проходит гораздо ближе к экспериментальным точкам, чем (3). Частота КМП в модели гладкого края существенно зависит от профиля концентрации в слое обеднения, поэтому количественное совпадение в столь узком диапазоне частот и полей не может служить доказательством применимости именно модели гладкого края при описании спектра КМП в больших полях. Для того чтобы отличить функциональную магнитополевою зависимость частоты КМП (3) и (4), содержащую логарифм, от (5), где логарифмическая часть от поля не зависит, необходимо было измерить спектр КМП в существенно больших полях.

На рис. 6 показана подробно измеренная магнитодисперсия КМП от 0 до 4.5 Тл. Видно, что кривая (3) (штрихпунктир) идет выше экспериментальных точек, зависимость (4) тем более не может претендовать на удовлетворительное описание магнитодисперсии, в то время как (5) весьма точно описывают наблюдаемую магнитодисперсию при той же ширине края  $a = 0.4$  мкм. Формула (5) верна только в достаточно больших полях, когда магнитная длина оказывается меньше ширины края [7]. Когда магнитная длина становится равной 0.4 мкм ( $B = 0.4$  Тл), кривая (5) на рис. 5 и 6 действительно уходит выше экспериментальных точек. Величина  $a = 0.4$  мкм согласуется с результатами других работ, где была экспериментально определена ширина края (0.3-0.8 мкм в [18] и 0.25-0.6 мкм в [19]).

Для того, чтобы в полной мере убедиться в применимости модели гладкого края и формулы (5), необходимо произвести серию измерений, меняя на несколько порядков размер образца. Измерения КМП на более маленьких дисках с диаметром 200 мкм и 40 мкм, концентрацией  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и подвижностью  $8 \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В с были проведены в работе [19], при этом частота КМП от магнитного поля зависела строго как  $1/B$  (модель гладкого края) в диапазоне полей от 0.5 до 7 Тл. Были получены оценки ширины

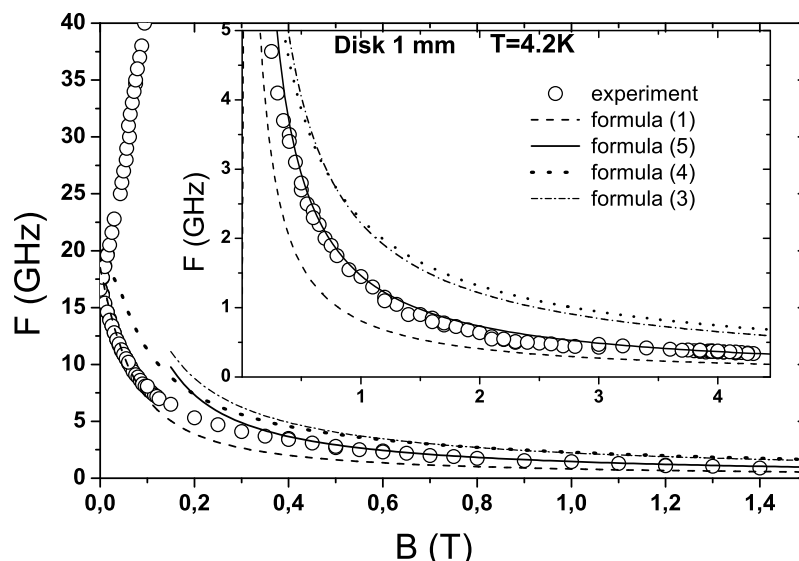


Рис. 6: Зависимость частоты резонансного поглощения СВЧ от магнитного поля в 2D электронном диске диаметром 1 мм с концентрацией электронов  $n = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , измеренная при температуре 4.2 К. Сплошной линией проведена зависимость (5), пунктирной - (1), штрихпунктирной - (3), штриховой - (4).

края 0.35-0.6 мкм и 0.25-0.45 мкм для каждого диска соответственно в зависимости от выбранной формы профиля концентрации на краю образца. Эти данные позволяют с уверенностью констатировать, что модель гладкого края и формула (5) являются наиболее подходящими для описания спектра КМП как в сильных полях, где ширина края сравнима с длиной локализации заряда КМП, так и в полях более слабых. В малых полях, в отсутствие эффектов запаздывания экспериментальные данные хорошо описываются формулой (1) (модель сплюсненного эллипсоида).

В больших полях КМП локализован на краю системы и, по сути, является одномерным плазмоном, бегущим вдоль периметра образца, по полоске с шириной, равной размытости края. Поэтому логично предположить наличие такого же, как в формуле (5), логарифмического члена и в законе дисперсии одномерного (1D) плазмона. Во второй части настоящей главы экспериментально показано, что такой логарифмический член, в котором вместо ширины края стоит ширина полоски, в дисперсии одномерного плазмона действительно существует.

**Во второй части 3-й главы** приводятся результаты исследований спектров микроволнового поглощения ДЭС в форме миллиметровых полосок с различными отношениями длины к ширине и разными концентрациями 2D электронов. Использование структур с большим отношением длины к ширине в наших измерениях позволило исследовать частотную зависимость 1D плазмона вплоть до волновых векторов в сотни раз меньших обратной ширины полосок. В свою очередь это дало возможность обнаружить и изучить влияние логарифмического члена на закон дисперсии 1D плазмона.

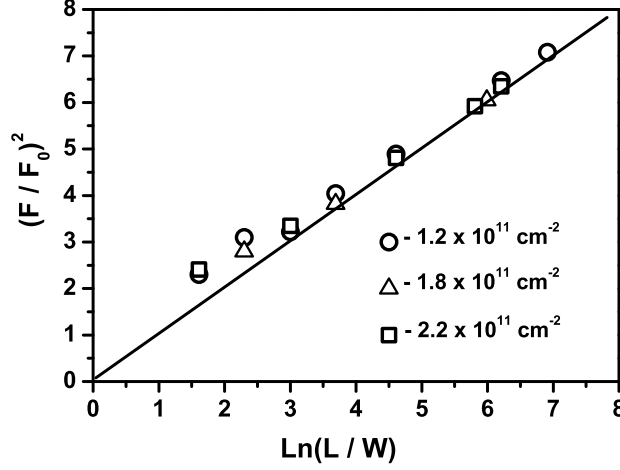


Рис. 7: Сводная зависимость квадрата частоты основной плазменной моды от логарифма отношения длины полоски к ширине, измеренная для полосок с различными длинами, ширинами и концентрациями 2D электронов.  $F_0 = (ne^2W/2\bar{\epsilon}m^*L^2)^{1/2}$  - нормировочная частота. Прямой линией показана логарифмическая зависимость (6).

Аналитическое выражение дисперсии 1D плазмона для полоски с параболическим распределением равновесной плотности электронов было получено в длинноволновом пределе  $KW \ll 1$  Алейнером [20]:

$$\omega^2 = (2nWe^2/\bar{\epsilon}m^*)K^2[\ln(8/KW) - 0.577]. \quad (6)$$

Здесь  $n$  и  $m^*$  - концентрация и эффективная масса электронов,  $\bar{\epsilon}$  - среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $K$  - волновой вектор 1D плазмона.

На рис. 7 показана универсальная зависимость нормированной частоты фундаментальной плазменной моды от логарифма величины отношения длины к ширине полоски для образцов с различными электронными плотностями. Полученная зависимость наглядно показывает логарифмическую поправку в законе дисперсии 1D плазмона (6). В эксперименте измерялись структуры с продольными размерами 0.5, 1 и 2 мм, поперечными размерами от 2 до 200 мкм и концентрациями 2D электронов  $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Экспериментальные точки, полученные на узких полосках (длина превосходит ширину в 50 раз и более), хорошо ложатся на логарифмическую зависимость (6), которая представляет из себя прямую в указанных координатах. Для более широких полосок логарифмическая часть выражения (6) неприменима для описания дисперсии одномерного плазмона.

**В третьей части 3-й главы** изложены особенности дырочных магнитоплазменных резонансов, наблюдаемых в GaAs (001) квантовых ямах в микроволновом диапазоне.

В отличие от спектра двумерных электронов в GaAs спектр двумерных дырок является существенно непараболическим и анизотропным. Кроме того, лучшие 2D дырочные структуры, которые удалось вырастить совсем недавно, больше чем порядок проигрывают по подвижности современным ДЭС. Из-за этого измерение циклотронной массы дырок в микроволновом диапазоне (которая при небольших концентрациях носителей в GaAs (001) квантовых ямах с хорошей точностью совпадает с эффективной) одновременно с концентрацией, которая определяет планарный волновой вектор, является сложной и малоизученной задачей. Наиболее эффективным инструментом, который позволяет напрямую измерять эти параметры спектра двумерных дырок, оказывается микроволновая спектроскопия размерных дырочных магнитоплазменных резонансов.

Методика, описанная во второй главе, позволяет объединить два мощнейших экспериментальных метода: циклотронного резонанса для определения циклотронной массы носителей и плазменного резонанса для определения их концентрации.

На рис. 2с показаны зависимости резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения, измеренные в 2D дырочной структуре, ограниченной геометрией диска, с концентрацией дырок  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошной линией показаны зависимости частоты краевой и объемной магнитоплазменных мод от магнитного поля (1) (в формуле (1) эффективная масса электрона заменяется циклотронной массой дырки). В больших магнитных полях, когда  $\omega_c \gg \omega_p$ , объемная магнитоплазменная мода  $\omega_+$  асимптотически выходит на циклотронный резонанс (штриховая линия на рис. 2, наклон которой определяется циклотронной массой). По наклону магнитодисперсионной кривой определялась циклотронная масса дырок, а по значению  $\omega_p$  - концентрация 2D дырок ( $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ). На рис. 2с кривая (1) проведена для значений концентрации и массы дырок  $n_h = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $m_h = 0.26m_0$ . Формула (1) выведена для параболического спектра электронов, однако, как видно из рис. 2с, она хорошо описывает магнитоплазменные резонансы и в дырочных системах, для которых характерна значительная непараболичность. Эффекты запаздывания обычно несущественны для рассматриваемых дырочных систем, поскольку масса двумерной тяжелой дырки значительно превышает электронную. Измерения магнитоплазменных резонансов на различных 2D дырочных дисках с другими размерами и концентрациями также показали очень хорошее согласие с формулой (1) и позволили экспериментально определить зависимость циклотронной массы 2D дырок от их концентрации и ширины ямы.

**В четвертой главе** изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований зависимости циклотронной массы двумерных дырок от их концентрации в GaAs(001) квантовых ямах и спин-орбитально расщепленного спектра тяжелых 2D дырок в несимметричных узких квантовых ямах.

Размерное квантование в квантовых ямах GaAs/AlGaAs снимает четырехкратное вырождение валентной зоны и приводит к расщеплению дырочных состояний на подзоны тяжелых и легких дырок [21]. Расщепление между этими подзонами определяется продольными массами дырок в направлении роста квантовой ямы, и эти компоненты масс могут быть измерены достаточно точно в экспериментах по поглощению света [22]. Значительно более важно знать значения масс тяжелых и легких дырок в



плоскости квантования, поскольку именно от этих параметров зависят все важнейшие характеристики спектра носителей заряда. Наиболее надежным методом измерения планарной массы дырок в квантовых ямах является метод микроволнового циклотронного резонанса, поскольку лишь измерения при низких частотах позволяют аккуратно измерять зависимость массы от энергии и детально исследовать эффекты непараболичности энергетического спектра двумерных дырок. Как было показано в работе [21], непараболичность закона дисперсии тяжелых дырок в квантовых ямах является неизбежным следствием эффектов взаимодействия зон легких и тяжелых дырок. В этой работе для случая двух изотропных масс легких ( $m_{lh}$ ) и тяжелых ( $m_{hh}$ ) дырок было показано, что в пределе малых квазиимпульсов  $kW \ll 1$  ( $k$  - планарный волновой вектор,  $W$  - ширина квантовой ямы) дисперсия тяжелых дырок в 2D-плоскости является квадратичной с массой, близкой (но не равной) массе легких дырок  $m_{lh}$ , а при  $kW \gg 1$ , кривизна дисперсии тяжелых дырок в плоскости определяется массой  $m_{hh}$ . Таким образом, в области  $kW \sim 1$  следует ожидать сильной непараболичности дисперсии 2D-дырок, которая должна проявляться в росте циклотронной массы по мере увеличения концентрации тяжелых дырок в режиме, когда волновой вектор Ферми дырок  $k_F$  становится порядка обратной ширины квантовой ямы.

Для детектирования циклотронного резонанса в микроволновой области частот необходимо иметь очень высокую подвижность двумерных дырок в образце, что требуется для выполнения условия  $\omega\tau^* > 1$ . Главная сложность получения высокоподвижных р-каналов в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах состоит в необходимости использовать бериллий для легирования барьера акцепторами, который обычно отсутствует в лучших МВЕ-установках. В настоящей работе мы использовали в качестве легирующей примеси углерод, который присутствовал в МВЕ-машине. На этой установке можно было выращивать электронные каналы с подвижностью до  $10^7$  см<sup>2</sup>/В·с, а также дырочные каналы в (001) GaAs/AlGaAs квантовых ямах с подвижностью до  $(3 - 9) \times 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с при вариации концентрации дырок в интервале  $(0.5 - 1.5) \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

Первое и единственное измерение циклотронной массы тяжелой 2D дырки в плоскости (-001) в микроволновом диапазоне было опубликовано в работе [13], в которой исследовался р-канал при очень малых концентрациях носителей заряда  $2 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. В этом случае (в пределе малых концентраций) теория предсказывает, что планарная масса дырок должна быть близка к массе легких дырок ( $m_{lh} \approx 0.1m_0$ , где  $m_0$  - масса свободного электрона) [21], однако измеренная масса оказалась значительно больше теоретической  $m_h = 0.26m_0$  [13]. Этот результат показал необходимость подробного изучения спектра тяжелых дырок и его изменения от концентрации дырок и ширины квантовой ямы. Особый интерес представляет измерение спин-орбитально расщепленной циклотронной массы тяжелых дырок в несимметричных квантовых ямах в квазиклассическом пределе малых полей, что до сих пор было сделано лишь в ультраквантовом пределе с помощью ИК спектроскопии.

**Первая часть главы 4** посвящена исследованию непараболичности спектра тяжелых дырок в GaAs(001) квантовых ямах и измерению зависимости циклотронной массы тяжелых дырок от концентрации с целью прямого

определения массы, как на дне зоны, так и в пределе больших квазиимпульсов.

На рис. 8 представлена экспериментальная зависимость циклотронной массы тяжелых дырок от концентрации, измеренная в интервале плотностей  $(0.1 - 1.3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В этом диапазоне концентраций квазиимпульс дырок увеличивается до  $k_F = 9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , что отвечает значению параметра  $(k_F W) = 1.8$ . Поэтому наблюдающееся экспериментально значительное увеличение циклотронной массы является ожидаемым, так как наиболее сильная непараболичность закона дисперсии тяжелых дырок должна возникнуть при величине параметра  $(k_F W) \sim 1$ .

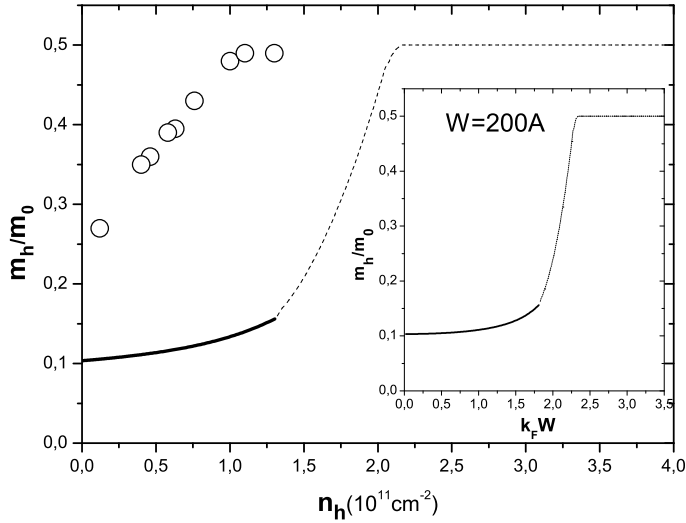


Рис. 8: Зависимость циклотронной массы тяжелой дырки  $m_h$  от концентрации  $n_h$ , измеренная в GaAs(001) квантовой яме шириной  $W = 20$  нм. Сплошной линией показан численный расчет изменения планарной массы дырки от квазиимпульса (вставка) и от концентрации, выполненный для  $m_{lh} = 0.07m_0$  и  $m_{hh} = 0.5m_0$ , в области  $E(k) < \hbar^2 k^2 / 2m_{lh}$ . В области, где тяжелая и легкая дырка квантуются независимо, масса 2D- тяжелой дырки становится равной массе трехмерной тяжелой дырки  $m_{hh} = 0.5m_0$ , как показано пунктиром.

На этом же рисунке показаны теоретические зависимости планарной массы тяжелой дырки от квазиимпульса (вставка) и от концентрации дырок, полученные нами на основе вычислений, описанных в работе [21]. В этой работе рассматривалось решение уравнения Шредингера с гамильтонианом Латтинжера [23] для дырок в тонкой пленке с учетом того, что при отражении от границы пленки тяжелая дырка может превращаться в легкую. Решение ищется как линейная комбинация трехмерных волновых функций и их отражений от границы пленки с единой энергией. При этом не учитывается реальный профиль потенциала в яме и конечная высота барьера. Такая аппроксимация хорошо работает при  $(kW \ll 1)$ . Согласно этим теоретическим результатам, на дне зоны масса дырок должна быть

близка к величине  $\frac{\pi^2}{6}m_{lh}$  (при  $m_{hh} \gg m_{lh}$ ), а в пределе  $k_F W \gg 1$  она должна стремиться к  $m_{hh}$ , т.к. квантование спектра тяжелой дырки в области больших  $k$  происходит независимо от легкой. Похожая зависимость наблюдается и в нашем эксперименте: в области малых концентраций дырок их циклотронная масса имеет минимальное значение -  $0.27m_0$ , а при максимальной плотности циклотронная масса дырок достигает величины  $0.49m_0$ , что отвечает массе тяжелой дырки в объемном GaAs [24]. Несмотря на качественное согласие экспериментальной и теоретической зависимостей  $m_h(n_h)$ , нельзя не отметить обнаруженного значительного расхождения в абсолютных величинах. Наибольшее несоответствие наблюдается в пределе малых концентраций, где эксперимент дает величину  $0.26m_0$ , а теория предсказывает значение циклотронной массы дырок -  $0.11m_0$ . Действительно, согласно работе [21], эффективная масса на дне первой подзоны размерного квантования тяжелой дырки при  $kW \ll 1$  описывается выражением:

$$\frac{1}{m_h} = \frac{1}{m_{hh}} \left[ 1 + \frac{3\beta^{-1/2}(1 + \cos \pi\beta^{1/2})}{\pi \sin \pi\beta^{1/2}} \right], \quad (7)$$

где  $\beta = m_{lh}/m_{hh}$  - отношение масс легкой и тяжелой дырки в объемном GaAs. Используя массу легкой дырки  $m_{lh} = 0.07m_0$  [25], получаем  $m_h = 0.11m_0$ .

Обнаруженное значительное расхождение масс на дне зоны может быть связано с тем, что при малых плотностях дырок их энергия Ферми становится меньше тепловой энергии, и характерный волновой вектор, связанный с тепловым движением дырок, оказывается порядка обратной ширины квантовой ямы. Поэтому для разрешения проблемы несоответствия экспериментальных и теоретических значений циклотронных масс дырок на дне подзоны требуются проведение дополнительных исследований для более узких квантовых ям и, возможно, при более низких температурах.

**Вторая часть главы 4** посвящена обнаружению и исследованию циклотронных резонансов спин-орбитально расщепленных 2D тяжелых дырок в зависимости от концентрации и магнитного поля в несимметричных узких квантовых ямах.

Хорошо известно, что в полярных кристаллах без центра инверсии спин-орбитальное взаимодействие снимает спиновое вырождение в валентной зоне и зоне проводимости при конечных импульсах носителей в зонах. В двумерных системах отсутствие пространственной инверсии может быть результатом отсутствия инверсии в исходном материале, как, например, в случае GaAs, обладающего структурой цинковой обманки (bulk inversion asymmetry (BIA) или вклад Дрессельхауза), либо геометрией самой структуры - т.е. пространственной асимметрией потенциала  $V(z)$  (structure inversion asymmetry (SIA) или вклад Рашбы).

Для двумерных электронов спиновое расщепление линейно по импульсу, при этом вклады Рашбы и Дрессельхауза могут быть одного порядка [26]. Иная ситуация возникает в случае двумерных дырок. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs размерное квантование снимает четырехкратное вырождение валентной зоны в центре зоны Бриллюэна и расщепляет валентную зону на подзоны тяжелых и легких 2D-дырок. При конечных планарных импульсах  $k_{\parallel}$  спин-орбитальное взаимодействие приводит к снятию спино-

вого вырождения как в подзоне легких, так и в подзоне тяжелых дырок. Кроме того происходит смешивание состояний легких и тяжелых дырок, энергетический спектр дырок становится сильно непараболическим, а закон дисперсии определяется геометрией квантовой ямы.

В асимметрично легированной квантовой яме GaAs/AlGaAs (001) наличие макроскопического электрического поля нормального к плоскости ямы для состояний тяжелых дырок приводит к дополнительному кубическому по  $k$  спиновому расщеплению состояний тяжелых дырок. Таким образом, в отличие от легких дырок, где спиновое расщепление, как и в 3D-электронных системах, линейно по  $k_{\parallel}$ , в подзоне тяжелых дырок основной вклад в спиновое расщепление при конечных волновых векторах должны приносить члены пропорциональные  $k_{\parallel}^3$ .

В наших исследованиях в качестве образцов были выбраны относительно узкие квантовые ямы шириной 10 нм, для которых верхние размерноквантованные подзоны тяжелых дырок расположены значительно выше, чем основные, потому что их вклад в непараболическость закона дисперсии нижней подзоны мал по сравнению с влиянием основной подзоны легких дырок. Двумерный дырочный канал в наших образцах создавался путем легирования углеродом с одной стороны от ямы, при этом достигалась концентрация дырок в яме  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Изменение концентрации в образце осуществлялось с помощью подсветки гелий-неоновым лазером, при этом концентрация дырок плавно уменьшалась с увеличением интенсивности подсветки.

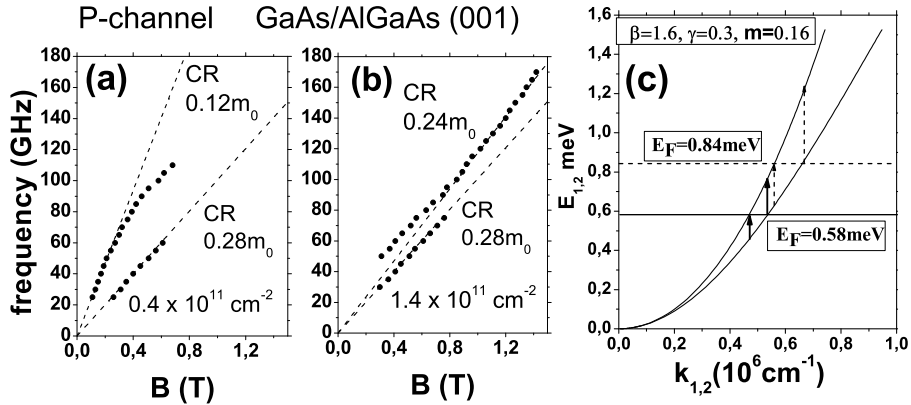


Рис. 9: Магнито-частотные зависимости резонансных плазменных частот, измеренные в квантовой яме шириной 10 нм с различными концентрациями 2D дырок: (a):  $n_h = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ; (b):  $n_h = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Пунктиром проведены циклотронные резонансы, соответствующие массам (a):  $0.12m_0$ ,  $0.28m_0$  (b):  $0.24m_0$ ,  $0.28m_0$ . (c): Закон дисперсии спин-орбитально расщепленных подзон тяжелых дырок  $E_1$  и  $E_2$  в GaAs(001) квантовой яме для параметров  $\beta = 1.6$ ,  $m = 0.16$ ,  $\gamma = 0.3$ . Положение уровня Ферми для концентрации дырок  $n_h = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  обозначено сплошной прямой линией, для  $n_h = 0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  - пунктиром. Стрелками показаны разрешенные между подзонами переходы с минимальной и максимальной энергиями.

На рис. 9 точками показана зависимость частоты  $F$ , на которой измерялось микроволновое поглощение, от резонансного магнитного поля для

концентраций 2D дырок  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (рис. 9а) и  $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (рис. 9b). Из рисунка видно, что одна из наблюдаемых в эксперименте циклотронных масс (более тяжелая) практически не изменяется при изменении магнитного поля, тогда как более легкая растет с увеличением поля. В случае большей концентрации (рис. 9b) наблюдается насыщение этого роста, и в больших полях циклотронная масса становится примерно равной  $0.24m_0$ . На рис. 9а видно, что более легкая масса начинает расти не сразу и в малых полях примерно соответствует циклотронной массе  $0.12m_0$ . Именно такая эффективная масса рассчитана в [21] для подзоны тяжелых дырок. Отметим, что значения циклотронных масс, полученные во всех предыдущих экспериментах, значительно (в два и более раз) превышали этот теоретический предел, что вызывало главные противоречия с существующими теоретическими расчетами.

На основании полученных результатов произведен численный расчет спин-орбитального расщепления для различных концентраций дырок, построен закон дисперсии 2D дырок.

Энергии двух спиновых ветвей тяжелых дырок при малых  $kW$  могут быть записаны как:

$$E_{1,2}(k) = \frac{\hbar^2}{m_0 W^2} \left( \frac{(kW)^2}{2m} \pm \beta(kW)^3 - \gamma(kW)^4 \right) \quad (8)$$

Связь между энергией Ферми  $E_F$ , суммарной концентрацией дырок  $n_h$  и концентрациями двух сортов дырок  $n_1, n_2$  дается соотношениями

$$n_1(E_F) + n_2(E_F) = n_h; \quad 4\pi n_i(E_F) = k_i^2(E_F) \quad (9)$$

Система характеризуется двумя импульсами Ферми  $k_1(E_F)$  и  $k_2(E_F)$ . Зависимости  $k_{1,2}(E)$  определяются из выражений для энергии  $E_{1,2}$ .

В диссертации было произведено квантование энергетического спектра тяжелых дырок в магнитном поле. Параметры  $\beta$  и  $m$  были подобраны таким образом, чтобы достигалось наибольшее соответствие экспериментальных и теоретических зависимостей циклотронных масс от магнитного поля. Для меньшей концентрации (рис. 9с) безразмерный параметр  $\beta$  равен 1.6, а для большей - 0.6. Параметр  $\beta$ , отвечающий за спин-орбитальное расщепление, возникающее в силу асимметричности ямы, увеличился с уменьшением концентрации дырок, что можно объяснить отчасти следующим образом. Во-первых, на форму ямы, помимо внешнего электрического поля, определяемого концентрацией заряженных носителей в квантовой яме, оказывают влияние самосогласованные поправки Хартри. Во-вторых, при больших концентрациях уровень Ферми выше, и влияние зоны легких дырок выходит за рамки приближения, использованного для получения уровней Ландау. Также при больших энергиях сильнее проявляется анизотропия спектра, из чего следует увеличение погрешности за счет использования аксиально-симметричной модели. Поэтому к значению параметра  $\beta$  при больших концентрациях следует относиться осторожно.

Полученные на основе экспериментальных данных параметры квази-двумерной дырочной системы позволяют построить закон дисперсии (8) и найти энергию Ферми (9) для данной концентрации 2D тяжелых дырок. На рис. 9с изображен закон дисперсии дырок для безразмерных параметров  $\beta = 1.6$ ,  $m = 0.16$  и  $\gamma = 0.3$ , определенных для концентрации дырок

$0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; соответствующая энергия Ферми  $0.58 \text{ meV}$ . Значение параметра  $m = 0.16$ , отвечающего значению эффективной массы на дне подзоны, согласуются с теоретическими расчетами [27]. С помощью найденных параметров можно определить спин-орбитальное расщепление дырок в зависимости от планарного квазиимпульса для концентраций, незначительно отклоняющихся от  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Закон дисперсии дырок получен косвенным образом (энергия Ферми в зависимости от концентрации непосредственно не измерялась), и потому требует дополнительной экспериментальной проверки. Возможность такой проверки могло бы дать наблюдение в нашей системе спин-плазмонного резонанса на частоте, которая задается спин-орбитальным расщеплением полученного спектра на уровне Ферми. Спин-плазмонные резонансы возникают из-за взаимодействия переходов между спин-орбитально расщепленными уровнями под действием переменного электрического поля и плазменных колебаний [28]. На рис. 9с такие переходы с максимальной и минимальной энергиями обозначены стрелками. Для концентрации  $0.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в соответствии с полученным спектром спин-плазмонные резонансы должны наблюдаться в районе  $0.1 \text{ мэВ}$ , что несколько ниже исследованного диапазона частот, поэтому не удастся провести сравнение с экспериментом. Для  $0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  полученный спектр дает оценку величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми около  $0.2 \text{ мэВ}$ , что соответствует наблюдаемой частоте спиновых переходов  $40 \text{ ГГц}$ . Необычное поведение магнитодисперсии плазмонов при концентрации  $0.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (резонансное магнитное поле значительно изменяется при незначительном изменении частоты возбуждения в районе  $40 \text{ ГГц}$ ) уже многократно наблюдалось нами, однако для строгого доказательства спин-плазмонной природы наблюдаемого явления необходимы более подробные исследования, которые должны стать темой отдельных публикаций и могут открыть новую главу в физике магнитоплазменных явлений в 2D системах, посвященную спин-плазмонам.

**Глава 5** посвящена изучению краевых магнитоплазменных возбуждений в сильных магнитных полях, при этом особое внимание было уделено спектру КМП в условиях КЭХ.

Плазменные колебания в ограниченной двумерной (2D) электронной системе в сильных магнитных полях обладают уникальными свойствами. В пределе сильных магнитных полей ( $\omega_c \tau^* \gg 1$ ) краевые магнитоплазмоны (КМП) [14] сильно локализованы у края 2D-слоя, имеют бесщелевой закон дисперсии  $\omega(q_y)$  и слабо затухают даже при очень низких частотах ( $\omega \tau^* \ll 1$ ) [7], (здесь  $\omega_c$  - циклотронная частота,  $\tau^*$  - время релаксации импульса электрона,  $q_y$  - волновой вектор КМП, направленный вдоль края системы). В первых теоретических работах по КМП использовалась модель резкого края электронной системы [29, 30]. Однако в реальных образцах край размыт на  $a \sim 1 \text{ мкм}$  [31], что в сильных полях существенно влияет на спектр КМП. Учет размытости края электронной системы приводит в теории к появлению новых мультипольных возбуждений со звуковым законом дисперсии - акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП) [17].

**В первой части 5-й главы** детально рассмотрено затухание краевых магнитоплазменных возбуждений в широком диапазоне частот микроволновых возбуждений, позволяющем проследить переход от высокочастотного предела ( $\omega \tau^* \gg 1$ ) к низкочастотному ( $\omega \tau^* \ll 1$ ).

При изучении свойств КМП в больших полях удивительным резуль-

татом оказалась найденная универсальная зависимость между затуханием магнитоплазмонов и холловской проводимостью.

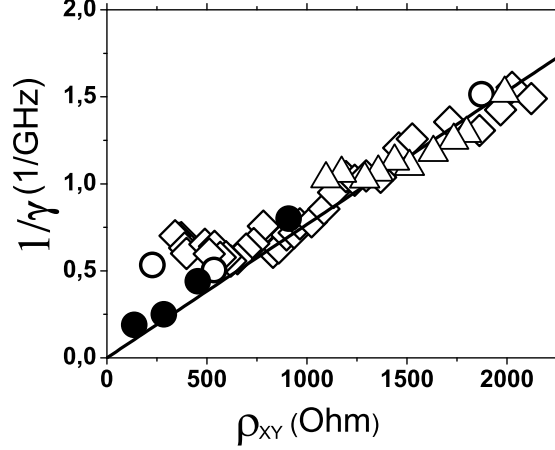


Рис. 10: Экспериментальная зависимость обратной ширины нижней плазменной моды  $1/\gamma(B)$  от  $\rho_{xy} = B/enc$  для образцов с различными значениями подвижностей и концентраций электронов ( $\mu = 5 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с,  $n = 1.32 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $\diamond$ );  $\mu = 5.2 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с,  $n = 1.45 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $\circ$ );  $\mu = 6.7 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с,  $n = 1.85 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $\Delta$ ); и  $\mu = 2.2 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с,  $n = 6.6 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> ( $\bullet$ )). Прямой показана зависимость (10).

Универсальная зависимость величины  $1/\gamma$  от холловского сопротивления  $\rho_{xy} = B/enc$ , измеренная на 2D электронных дисках диаметром 1 мм с различными концентрациями ( $1.4 - 6.6 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>) и подвижностями ( $2 - 6.7 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с) электронов при 4.2К, показана на рис. 10. В слабых магнитных полях затухание КМП существенно зависит от подвижности электронов и толщины спейсера. В пределе сильных магнитных полей ширина линии КМП во всех структурах стремится к одной универсальной величине, определяемой холловской проводимостью  $\sigma_{xy}$ . Этот результат был предсказан теорией [7] в пределе  $\omega\tau^* \ll 1$ :

$$\gamma = \frac{\pi q \sigma_{xy}}{\bar{\epsilon}}, \quad (10)$$

где  $q = 2/d$  - волновой вектор основной моды КМП, определяемый периметром образца, вдоль которого распространяется плазмон. Из рис. 10 видно, что зависимость (10), показанная прямой линией, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Отметим, что обнаруженная нами универсальная связь между шириной линии резонансного микроволнового поглощения КМП плохо согласуется с результатами, полученными в работах [32, 33] в условиях КЭХ на существенно меньших частотах и в больших полях. Согласно этим работам затухание КМП в условиях КЭХ определяется диагональной проводимостью  $\sigma_{xx}$  и резко уменьшается при приближении к центру холловского плато. Это несоответствие послужило стимулом для развития экспериментальной методики в сторону расширения экспериментального диапазона частот, что

позволило измерять КМП в том числе и в условиях КЭХ. Оказалось, что в условиях КЭХ ширина линии КМП действительно уменьшается, а при достаточно низких температурах вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  происходит не только сужение линии, но и ее расщепление. За сужение и расщепление линии КМП могут отвечать несжимаемые полосы, ширина которых увеличивается в условиях КЭХ, и диссипация в которых подавлена. Во второй части 5-й главы исследуется влияние уширения несжимаемых полосок на спектр КМП в условиях КЭХ.

Вторая часть 5-й главы посвящена исследованию основной моды КМП в условиях КЭХ.

Внутри несжимаемой полосы колебания зарядовой плотности невозможны, поскольку фактор заполнения, а следовательно, и концентрация постоянны. Поэтому наличие несжимаемых полос на краю образца должно вызывать расщепление в спектре КМП. Вместо одного краевого плазмона должно возникнуть несколько, бегущих каждый по своей сжимаемой полоске [34]. Однако в отсутствие условий КЭХ несжимаемые полосы очень узки, и из-за сильного взаимодействия между сжимаемыми полосками экспериментальные спектры КМП остаются практически неизменными даже при очень низких температурах, когда ширина несжимаемых полосок максимальна. Единственной возможностью увидеть влияние несжимаемой полоски на спектр КМП является исследование КМП непосредственно в условиях КЭХ. Поскольку ширина несжимаемой полоски обратно пропорциональна наклону профиля концентрации  $\frac{dn}{dx}$  [31], то при приближении к целочисленному фактору заполнения снизу по магнитному полю ширина верхней несжимаемой полоски резко возрастает, т.к. в месте нахождения полоски профиль становится все более и более пологим. Таким образом, вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$ , где несжимаемая полоска имеет максимальную ширину, становится возможным наблюдать вместо одной основной краевой моды – две, бегущие с двух сторон от несжимаемой полоски.

Подвижность электронов в исследуемой нами двумерной электронной системе, имеющей геометрию диска диаметром 1 мм, составляла  $6 \times 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с при 4.2 К.

На рис. 11 представлена зависимость частоты краевого магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, измеренная при 4.2 и 0.3 К, а также типичные спектры микроволнового поглощения в условиях КЭХ в фиксированном поле (фактор заполнения чуть больше двух) при различных температурах, на которых видны линии соответствующие КМП. При температуре 1 К (рис. 11а) мы видим эквидистантный спектр краевых магнитоплазмонов (первая и вторая гармоника с радиальными и азимутальными числами  $n = 0, l = 1; n = 0, l = 2$ ). Частоты этих резонансов, как обычно, отличаются примерно в два раза, поскольку волновой вектор фундаментальной краевой моды ( $n = 0, l = 1$ ) в 2 раза больше волнового вектора моды ( $n = 0, l = 2$ ). При понижении температуры в фиксированном магнитном поле ( $\nu=2.08$ ) основная краевая мода расщепляется на 2, при этом обе расщепившиеся моды существенно уже, чем основная мода до расщепления (примерно в 2 раза). При приближении по полю к центру холловского плато (уменьшении фактора заполнения до  $\nu=2.06$ ) расщепление увеличивается, и интенсивность расщепленных линий возрастает. Такое расщепление мы связываем с существенным уширением несжимаемой полоски при уменьшении температуры и приближении к целочисленному фактору заполнения.



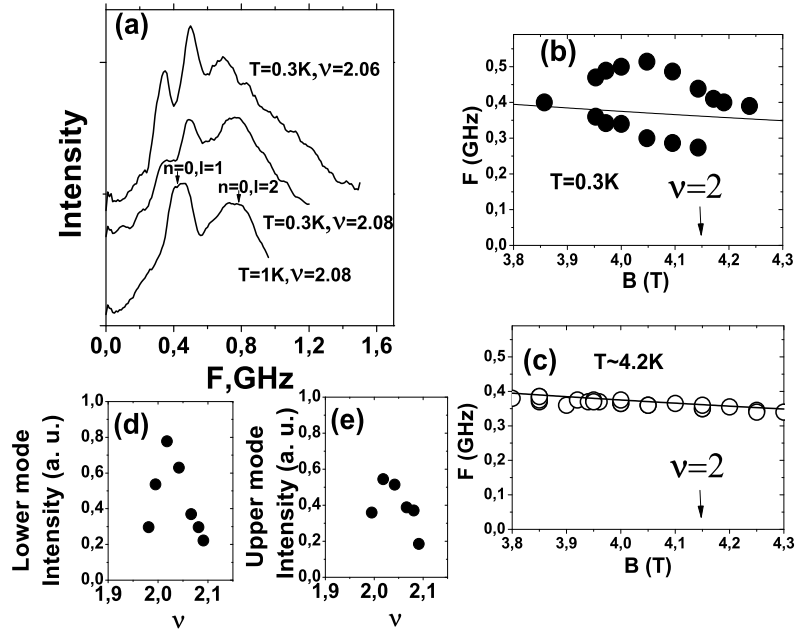


Рис. 11: (a): Типичные спектры микроволнового поглощения вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  при различных температурах. (b): Зависимость частоты расщепленной вблизи фактора заполнения  $\nu = 2$  моды КМП от магнитного поля при 0.3 К. (c): Та же зависимость частоты КМП в отсутствие расщепления при температуре 4.2 К. (d): Зависимость интенсивности нижней расщепленной моды от фактора заполнения. (e): Та же зависимость интенсивности верхней расщепленной моды.

При большой ширине несжимаемой полоски край образца делится надвое, и вместо одного плазмона ( $n = 0, l = 1$ ) вдоль каждой стороны полоски бегут два с теми же одинаковыми квантовыми числами. Мода ( $n = 0, l = 2$ ) в этом поле не демонстрирует столь явного расщепления, однако существенно меняет свое положение. Кроме того, можно заметить, что линия в больших частотах имеет очень пологий склон. В чуть больших полях, когда фактор заполнения становится еще ближе к двум, на этом склоне вырастает еще одна линия, и расщепление второй моды становится более отчетливым.

На рис. 11c показана зависимость частоты КМП вблизи фактора заполнения равного 2 при температуре 4.2 К. Видно, что никаких особенностей вблизи целочисленных факторов заполнения в пределах погрешности измерений не наблюдается. Частота КМП в больших полях обратно пропорциональна  $B$  [17]  $\omega = \frac{e^2 n q}{\epsilon m^* \omega_c} (\ln(2qa) + 0.577) \sim 1/B$  (см. формулу (5)). Иную картину можно наблюдать при температуре 0.3 К (рис. 11e). Вблизи целочисленного фактора заполнения 2 основная краевая мода расщепляется на две. Величина расщепления растет при приближении к центру холловского плато снизу по полю. После того, как фактор заполнения оказывается больше двух, снова остается одна краевая мода.

Таким образом, подтверждается наше предположение о том, что к рас-

щеплению основной краевой моды приводит несжимаемая полоска, которая уширяется при приближении к центру плато. При этом зависимость частоты КМП, распространяющегося по внешнему каналу, от поля демонстрирует локальный максимум. Это связано с существенным (примерно трехкратным) сужением размера края, по которому бежит внешний плазмон (большую часть края занимает несжимаемая полоска), что качественно согласуется с измерениями КМП в режиме КЭХ других авторов [16, 32, 35, 36, 37, 38].

В то же время нижняя мода не наблюдалась во всех вышеуказанных работах, что, возможно, связано со спецификой использованной в этих работах пропускной методики открытого резонатора, которая чувствительна лишь к внешнему каналу, по которому и осуществляется пропускание.

На рис. 11d,e представлена зависимость интенсивности линий КМП от фактора заполнения. На рис. 11e показано изменение интенсивности верхней расщепленной линии и интенсивности основной линии КМП в тех полях, когда расщепление уже не наблюдается. На рис. 11d представлена зависимость интенсивности нижней расщепленной магнитоплазменной моды. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато. Такое же поведение интенсивности КМП наблюдается и при более высоких температурах, когда расщепление основной моды исчезает, но все еще выполняются условия наблюдения КЭХ. Увеличение амплитуды плазменного резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов, что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему нагреванию электронной системы из-за образования большего количества плазмонов.

При уменьшении фактора заполнения ниже двух, когда исчезает верхняя несжимаемая полоска, расщепление исчезает, при этом верхняя мода превращается в обычный плазмон.

**В третьей части 5й главы** изложены результаты измерений акустических краевых магнитоплазмонов.

Основная краевая мода имеет монополярное распределение заряда в направлении оси  $-x$ , перпендикулярном краю двумерной электронной системы (см. вставку с  $j = 0$  на рис. 12). Дополнительные низкочастотные КМП с мультипольным распределением заряда в  $x$ -направлении обладают акустическим законом дисперсии [17]:

$$\omega_j(q_y) = S_j q_y, \quad j = 1, 2, \dots, \quad S_j = \frac{2Ne^2}{\epsilon m^* \omega_{cj}} \quad , \quad (11)$$

где  $j$  – индекс моды, описывающий число осцилляций электронной плотности на ширине края. Зарядовая плотность этих мультипольных возбуждений  $\rho_j(x)$  меняет знак  $j$  раз при движении от края вглубь образца вдоль оси  $x$ . Главная сложность в наблюдениях АКМП состоит в том, что в отличие от основной моды АКМП имеют существенно большее затухание при значительно меньшей частоте, поэтому обнаружение акустических мод в электронных системах GaAs/AlGaAs является трудной задачей и требует использования структур с электронной подвижностью, превышающей  $10^6$  см<sup>2</sup>/В·с [17]. Единственная попытка измерения АКМП в электронной структуре GaAs/AlGaAs предпринималась 13 лет назад [39] на образце

с подвижностью  $8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Помимо увеличения качества структур, к уменьшению затухания АКМП может приводить появление в больших полях и при низких температурах несжимаемых полосок на краю образца [31], которые могут становиться довольно широкими в условиях КЭХ. В единственной работе по экспериментальному наблюдению АКМП на полупроводниковой гетероструктуре [39] магнитоплазменные возбуждения не измерялись напрямую, по спектрам резонансного поглощения. Вместо этого в [39] измерялось прохождение короткого импульса напряжения через двумерную электронную структуру.

В настоящей работе исследованы низкочастотные спектры поглощения двумерных электронов с целью прямого измерения фундаментальной и акустических магнитоплазменных мод в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Исследованы зависимости частоты и затухания АКМП, а также интенсивности соответствующих линий от магнитного поля и температуры.

Измерения производились на двумерных структурах GaAs/AlGaAs, имеющих форму диска диаметром 1 мм, с концентрацией двумерных электронов  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  (4.2 К).

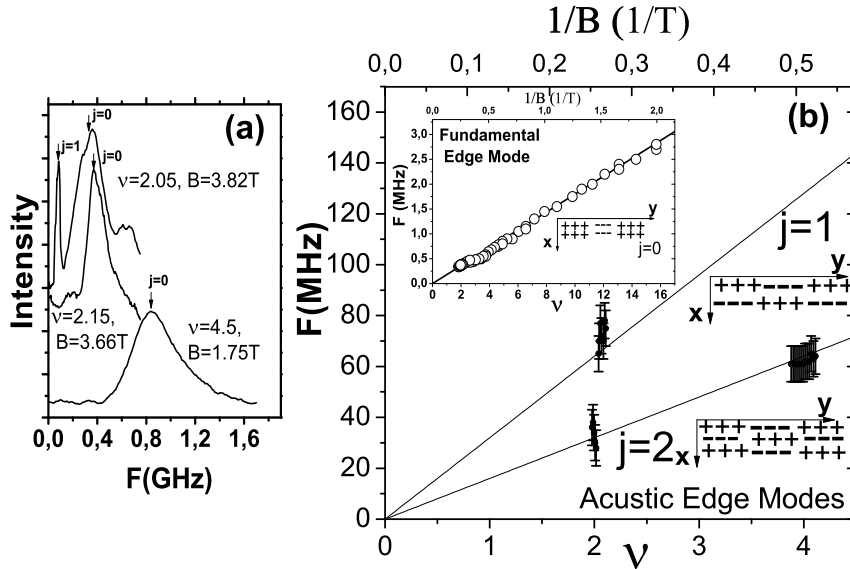


Рис. 12: а: Типичные частотные зависимости интенсивности резонансного поглощения, измеренные в 2D электронной структуре с геометрией диска диаметра  $d = 1 \text{ мм}$  в различных магнитных полях при температуре 1.5 К.  $j = 0$  обозначает фундаментальную краевую моду,  $j = 1$  – первую акустическую. Концентрация двумерных электронов  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . б: Экспериментальные зависимости частот резонансного возбуждения различных краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения. Сплошной линией проведены теоретические зависимости частоты фундаментальной  $j = 0$  (на вставке) и акустических  $j = 1, 2$  мод. Рядом с каждой краевой модой схематично нарисовано распределение зарядовой плотности для основной и акустических мод.

На рис. 12а представлены типичные спектры резонансного микроволнового поглощения, измеренные в окрестностях факторов заполнения 2 и 4, в которых наблюдались основная и акустическая моды краевых магнитоплазменных возбуждений. Из этих спектров видно, что вдали от целочисленного заполнения в спектрах поглощения (при  $\nu = 4.5$  и  $2.15$ ) проявляется лишь основная ( $j = 0$ ) мода КМП, резонансная частота и ширина которой уменьшаются с ростом магнитного поля. Однако, вблизи целочисленного значения фактора заполнения (при  $\nu = 2.05$ ) в спектре резонансного микроволнового поглощения возникает дополнительная узкая линия. Мы приписываем эту новую линию акустическим КМП, поскольку ее резонансная частота совпадает с высокой точностью с теоретической величиной (для большинства экспериментальных точек точность составляет несколько процентов), вычисленной по формуле (11) и при этом важно, что при таком сравнении мы не использовали никаких подгоночных параметров. Следует отметить, что в отличие от [39], где авторам для получения совпадения между экспериментальными и теоретическими результатами пришлось использовать "странную" величину диэлектрической проницаемости  $\bar{\epsilon} = 5.3$ , в нашем случае совпадение между теорией и экспериментом реализовывалось при стандартной величине эффективной диэлектрической проницаемости, отвечающей значению 6.9 ( $\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_{vac} + \epsilon_{GaAs}}{2}$ , среднему между диэлектрической проницаемостью вакуума  $\epsilon_{vac} = 1$  и проницаемостью образца  $\epsilon_{GaAs} = 12.8$ ), которое всегда используется для описания частоты фундаментальной моды [14, 12]. Акустические магнитоплазменные резонансы значительно уже, т.е. обладают меньшим затуханием, чем обычные КМП. Следует отметить, что согласно [17] в отсутствие КЭХ верно обратное. Столь малое затухание АКМП, по всей видимости, связано с отсутствием диссипации в несжимаемых полосках [17]. Вдали от целочисленных факторов заполнения эти полоски слишком узки, чтобы влиять на спектр КМП и АКМП [17]. Наиболее широкой такая полоска должна становиться вблизи целочисленных факторов заполнения [31], что по всей видимости и позволило нам наблюдать АКМП. Экспериментальные подтверждения вышесказанного приводятся ниже, при обсуждении рис. 13.

На рис. 12b представлена зависимость частоты акустических краевых магнитоплазменных мод от фактора заполнения  $\nu$ . Поскольку частота основной краевой моды ( $j = 0$ ) существенно больше акустических ( $j = 1, 2$ ), вместе они представлены только на вставке в уменьшенном масштабе. Сплошными линиями показаны теоретические зависимости (5) и (11) для  $j = 0, 1, 2$ . При этом в уравнении (5) для основной моды ширина края выбиралась из соображений наилучшего соответствия с экспериментальными точками и бралась равной 0.4 мкм. В закон дисперсии акустических мод (11) не входит ширина края, поэтому прямые, соответствующие  $j = 1, 2$ , вычислялись независимо от положения экспериментальных точек. Несмотря на то, что (11) выведена без учета КЭХ, она довольно хорошо описывает положение наблюдаемых резонансов. Акустические краевые моды, в отличие от основной, видны в достаточно узком (порядка 100 мТл) диапазоне полей вблизи целочисленных факторов заполнения  $\nu = 2$  и 4. Акустическую краевую моду с  $j = 1$  вблизи фактора заполнения 4 обнаружить не удалось, т.к. в частотах 200-300 МГц возникает новая широкая мода неизвестной природы, положение которой зависит от СВЧ мощности.

Теоретическая зависимость времени затухания АКМП, предсказанная в

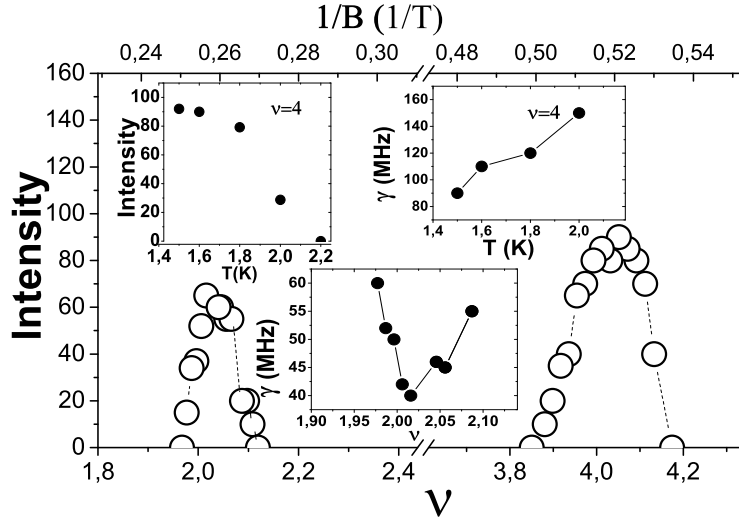


Рис. 13: Зависимость интенсивности линии АКМП в спектре поглощения от магнитного поля и температуры (верхняя левая вставка). На нижней и верхней правой вставках показана зависимость ширины линии резонансного поглощения нижней акустической плазменной моды от фактора заполнения и температуры.

[17], имеет вид:

$$\tau_j = \frac{qa\omega_c\tau^*\beta_j}{j^2\omega_j} \sim B^2, \quad (12)$$

где волновой вектор  $q$  определяется обратным размером мезы,  $\tau^* = m^*\mu/e$  - время релаксации импульса электрона,  $\beta_j$  - медленно меняющийся с  $j$  численный коэффициент  $\beta_1 = 6/5$ ,  $\beta_2 = 60/53$ , ... Сравнивая теоретические зависимости для частоты и затухания АКМП, можно видеть, что наблюдение АКМП с  $j = 1, 2$  без учета КЭХ возможно при факторе заполнения меньше четырех. Однако известно также, что теория [17] дает в больших полях существенно завышенную (в области наблюдения АКМП на один-два порядка) оценку времени затухания основной моды, поскольку оно пропорционально не квадрату магнитного поля  $B^2$ , а его первой степени  $B$  [40]. Поэтому следует предположить, что (12) также дает заниженную оценку затухания АКМП, и в отсутствие условий КЭХ наблюдение АКМП невозможно даже на современных высокоподвижных гетероструктурах. В условиях КЭХ затухание АКМП значительно уменьшается, и соответствующие линии появляются в спектрах поглощения. В подтверждение этого мы исследовали, как ведет себя интенсивность и затухание АКМП по мере отдаления от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю, а также при повышении температуры.

На рис. 13 показана зависимость интенсивности АКМП от фактора заполнения. На вставке представлена зависимость интенсивности АКМП с  $j=2$  при  $\nu \approx 4$  от температуры. Видно, что интенсивность обеих линий демонстрирует резонансное увеличение при приближении к центру холловского плато и уменьшении температуры. Увеличение амплитуды плазменного

резонанса в условиях КЭХ, по всей видимости, связано с увеличением времени жизни плазмонов (см. зависимость затухания АКМП от магнитного поля и температуры на вставках рис. 13), что при той же мощности поглощения СВЧ приводит к большему эффективному нагреванию электронной системы из-за образования большего количества плазмонов. Акустические краевые моды, в отличие от основной ( $j = 0$ ), видны только при температурах ниже 2 К и вблизи целых факторов заполнения 2 и 4. В этих условиях затухание АКМП резко падает, что видно из зависимости ширины линии резонансного поглощения АКМП  $\gamma \sim 1/\tau_j$ , измеренной на полувывсоте, от магнитного поля и температуры (вставка рис. 13). При повышении температуры или отклонении от целочисленного фактора заполнения по магнитному полю перестает выполняться условие  $\omega_j \tau_j > 1$ , что ведет к исчезновению АКМП в наблюдаемых спектрах поглощения. К сужению линий АКМП, по всей видимости, приводит уширение несжимаемых полосок, что подтверждается всеми приведенными на рис. 13 зависимостями, и прежде всего зависимостью ширины линии АКМП от температуры. Ширина несжимаемой полоски резко падает при повышении температуры, и вместе с ней падает время затухания АКМП.

**В заключении** сформулированы основные результаты исследований, выполненных в данной работе.

1. Экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырок от их концентрации в GaAs(001) квантовой яме в диапазоне концентраций от  $10^{10}$  до  $1.3 \times 10^{11}$  см $^{-2}$ . Подробные исследования с изменением концентрации 2D дырок позволили детально изучить область непараболичности дисперсии дырок в яме шириной 20 нм. Обнаружен рост циклотронной массы тяжелой дырки от  $0.27m_0$  до  $0.49m_0$  при увеличении концентрации дырок.
2. В узкой асимметричной яме шириной 10 нм обнаружено и исследовано спин-орбитальное расщепление основной подзоны 2D тяжелых дырок в пределе малых концентраций и малых магнитных полей. Экспериментально исследована зависимость циклотронной массы дырок от магнитного поля при концентрациях  $0.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $1.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . На основании полученных результатов построен закон дисперсии 2D дырок и произведена оценка величины спин-орбитального расщепления на уровне Ферми для исследованных концентраций.
3. Экспериментально исследованы магнитопольевые зависимости частот резонансного возбуждения в двумерных электронных кольцах двумерного электронного газа. Проведена классификация наблюдаемых резонансов на основе радиальных и азимутальных квантовых чисел. Для сравнения с кольцевой геометрией, тем же экспериментальным методом были измерены спектры возбуждений для диска с диаметром, равным внешнему диаметру кольца. Показано, что изменение геометрии исследуемой структуры приводит к качественно новому спектру резонансных возбуждений.
4. Исследованы краевые магнитоплазменные моды в спектрах резонансных поглощений, измеренных для дисков с различными подвижностями и концентрациями двумерных электронов. Проанализировано поведение краевой моды в магнитном поле при переходе от высокочастотного предела к низкочастотному и показано, что начиная с полей

0.5 Тл, зависимость частоты КМП от магнитного поля хорошо описывается моделью гладкого края. Обнаружено, что в больших полях затухание краевых магнитоплазмонов для всех образцов зависит только от недиагональной компоненты проводимости как  $\gamma \sim \sigma_{xy}$ . Показано, что в полях вплоть до 1 Тл затухание магнитоплазмонов хорошо описывает теория [7].

5. Изучены свойства 1D плазменных возбуждений в спектрах микроволновых поглощений, измеренных в полосках с различными геометрическими размерами и концентрациями 2D электронов. В дисперсионных зависимостях для структур с наибольшим отношением длины к ширине обнаружено и исследовано влияние логарифмического члена, входящего в выражение для дисперсии 1D плазмона [20], в области малых волновых векторов. Установлено, что логарифмическая составляющая закона дисперсии 1D плазмона становится существенной при квазиимпульсах в десятки раз меньших обратной ширины полоски.
6. В спектрах резонансного микроволнового поглощения системы двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле обнаружены новые низкочастотные моды, отвечающие акустическим краевым магнитоплазменным возбуждениям. Показано, что дополнительные моды возбуждений проявляются исключительно в режиме квантового эффекта Холла (в узкой области магнитных полей вблизи целочисленных значений фактора заполнения), когда наблюдается резкое сужение линий резонансного микроволнового поглощения. Абсолютные величины резонансных частот поглощения и их зависимости от параметров электронной системы совпадают (без использования подгоночных параметров) с соответствующими значениями, полученными из теоретической формулы, описывающей свойства акустических мод краевых магнитоплазменных возбуждений.
7. Обнаружено расщепление фундаментальной моды КМП вблизи фактора заполнения равного 2, связанное с уширением несжимаемой полоски на краю образца. Расщепленные моды демонстрируют свойства двух магнитоплазмонов, бегущих вдоль внешней и внутренней стороны несжимаемой полоски.

## Список публикаций

1. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, “Коллективные магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных кольцах”, Письма в ЖЭТФ, том **80**, вып. **10**, стр. 134–139 (2004).
2. М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнитоплазменных резонансов”, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **4**, стр. 261–265 (2006).
3. В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, “Измерение логарифмической составляющей дисперсии одномерного плазмона в узких электронных полосках

двумерных электронов”, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **10**, стр. 656–660 (2006).

4. Ханнанов М.Н., Кукушкин И.В., Губарев С.И., Смет Ю., фон Клитцинг К., Векшейдер В., Герл С., “Изменение циклотронной массы двумерных дырок в GaAs(001) квантовой яме от концентрации дырок”, Письма в ЖЭТФ, том **85**, вып. **5**, стр. 294–297 (2007).
5. Ханнанов М.Н., Кукушкин И.В., Бисти В.Е., Нефедов Ю.А., Губарев С.И. “Измерение циклотронных масс спин-орбитального расщепленных квазидвумерных дырок в узких квантовых ямах GaAs(001)”, ЖЭТФ, 2008 г., том 134, вып. 4, стр. 687–696 (2008).
6. Ханнанов М.Н., Фортунатов А.А., Кукушкин И.В., “Экспериментальное наблюдение краевых акустических магнитоплазменных возбуждений в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла”, Письма в ЖЭТФ, том **90**, вып. **10**, стр. 740 (2009).
7. Ханнанов М.Н., Фортунатов А.А., Кукушкин И.В., “Обнаружение расщепления краевого магнитоплазмона в условиях КЭХ”, Готовится к отправке в печать.

## Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [3] Semiconductor Spintronics and Quantum Computation, eds. D.D. Awschalom, D. Loss and N. Samarth, in the series Nanoscience and Technology, eds. K. von Klitzing, H. Sakaki and R. Wiesendanger, Springer, Berlin, 2002.
- [4] S. Datta and B. Das. Applied Physics Letters **56**56, 665 (1990).
- [5] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. **86**, 044101 (2005).
- [6] В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **83**, 290 (2006).
- [7] В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
- [8] B.I. Halperin Phys. Rev. B **25**, 2185 (2005)
- [9] A. Sommerfeld, Ann. der Physik und Chemie **67**, 233 (1899).
- [10] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 161317-161320 (2005).
- [11] В. М. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
- [12] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- [13] М.Ю.Акимов, И.В.Кукушкин, С.И.Губарев и др., Письма в ЖЭТФ **72**, 662 (2000)



- [14] S.J.Allen, H.L.Stormer, J.C.M.Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
- [15] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schuller, D. Heitmann, and K. Eberl, Phys. Rev. B **56** R12760 (1997)
- [16] Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А. и др., Письма в ЖЭТФ **44**, 510 (1986).
- [17] I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935–2938 (1994).
- [18] K. K. Choi, D. C. Tsui, and K. Alavi, Appl. Phys. Lett. **50**, 110, (1987)
- [19] C. Dahl, S. Mauth, J. P. Kothhaus, Appl. Phys. Lett. **66**, 2271, (1995)
- [20] I. L. Aleiner, D. X. Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
- [21] М. И. Дьяконов, А. В. Хаецкий, ЖЭТФ **82**, 1584 (1982)
- [22] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki, D. A. Broido, et al., Phys. Rev. B **39**, 3411 (1989)
- [23] J.M. Luttinger, Phys. Rev. **102** 1030 (1956)
- [24] H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 126 (1983)
- [25] Кирпичев В.Е., Кукушкин И.В., Бисти В.Е. и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 776 (1996)
- [26] N.S. Averkiev, L.E. Golub and M. Willander. J. Phys.: Condens. Matter **14** R271-R283 (2002).
- [27] U. Ekenberg and M. Altarelli, Phys. Rev. B **32**, 3712 (1985)
- [28] Л. И. Магрилл, А. В. Чаплик, и М. В. Энтин, ЖЭТФ, **119**, 175 (2001)
- [29] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **32**, 7676–7684 (1985).
- [30] В. А. Волков, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том **42**, вып. **11**, стр. 450–453 (1985).
- [31] D. B. Chklovskii, V. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026–4034, (1992).
- [32] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, and G. A. C. Jones, Phys. Rev. B **50**, 1582–1587 (1994).
- [33] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West, Phys. Rev. B **45**, 3894 (1992).
- [34] С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том **61**, вып. **5**, стр. 412–416 (1995)
- [35] Тальянский В.И., Батов И.Е., Медведев Б.К. и др., Письма в ЖЭТФ **50**, 196 (1989).
- [36] V.K. Talyanskii, M. Wassermeier, A. Wixforth, et al., Surface Science, **229**, 40–42 (1990).
- [37] I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **67**, 1019–1022 (1991).
- [38] V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone et al., Phys. Rev. B **46**, 12427 – 12432 (1992).
- [39] G. Ernst, R. J. Haug, J. Kuhl, et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4245–4248 (1996).
- [40] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **4**, стр. 261–265 (2006).

Ханнанов Максим Наилевич

**МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ  
МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В  
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ  
И ДЫРОЧНЫХ СТРУКТУРАХ**

Сдано в набор ...01.10. Подписано в печать ...01.10.  
Формат 60×90/16. Печать офсетная. Гарнитура "Таймс".  
Объем 2 п.л. Заказ .... Тираж 70.

Подготовлено и отпечатано в типографии ИПХФ РАН.  
142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т академика Семенова, 5