

Ковальский Владимир Александрович

**МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ
СТРУКТУРАХ**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка 2007

Работа выполнена в Институте физики
твёрдого тела Российской академии наук

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

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Волков Владимир Александрович

кандидат физико-математических наук
Быков Алексей Александрович

Ведущая организация: Институт спектроскопии Российской
академии наук

Защита состоится «___» октября 2007 года в 10-00 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.100.01 при Институте физики твёрдого тела
Российской академии наук по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская
область, ИФТТ РАН, ул. Институтская, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН,
по адресу 142432, г. Черноголовка, ул. Институтская, д. 2.

Автореферат разослан «___» сентября 2007 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Ковальский В.А., 2007

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Исследования свойств двумерных (2Д) электронных систем, таких как инверсионные и обогащенные слои в МДП-структурах, селективно легированные гетеропереходы, квантовые ямы, сверхрешетки и электронные слои на поверхности жидкого гелия, привели к интенсивному развитию новой области физики конденсированного состояния - физики низкоразмерных систем [1]. Во многом этот интерес связан с открытием в такого рода системах принципиально новых фундаментальных физических явлений – целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. Другим немаловажным фактором развития физики низкоразмерных систем стал достигнутый прогресс в области технологии приготовления образцов, позволивший уменьшить характерные размеры элементов полупроводниковых структур до масштаба, сравнимого с межатомным расстоянием, а число электронов, участвующих в работе полупроводниковых устройств, до нескольких десятков и даже единиц. Как следствие, внедрение технологии столь высокого уровня оказалось тесно связано с развитием квантомеханической теории низкоразмерных электронных систем. Специфика такого рода объектов заключается прежде всего в том, что их энергетический спектр во многом определяется размерным квантованием, связанным с ограничением движения носителей в пространстве. На свойства низкоразмерных систем большое влияние оказывает многочастичное кулоновское взаимодействие. Эти факторы усложняют теоретическое моделирование процессов в таких системах и выводят на первый план экспериментальные методы исследования.

Одними из наиболее перспективных, в плане экспериментальных исследований электрон-дырочных и электрон-электронных систем в условиях размерного квантования, являются полупроводниковые гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Главным достоинством этих структур является их рекордно высокая электронная подвижность - свыше 10^7 см²/В с для лучших образцов при гелиевых температурах, что делает эти системы идеальными объектами для наблюдения в них широкого спектра макроскопических явлений квантовой природы. Так, в двумерных электронных системах с высокой подвижностью носителей заряда были открыты целочисленный [2] и дробный [3] квантовые эффекты Холла (КЭХ). В частности, дробный квантовый эффект Холла связан с конденсацией газа взаимодействующих электронов в новый тип квантовой несжимаемой Ферми-жидкости, не имеющей аналогов в физике [4].

Коллективные возбуждения (главным образом плазменные колебания) также широко исследовались в этих системах. Понижение эффективной размерности изучаемых структур (3Д → 2Д → 1Д) приводит к качествен-

ному изменению в свойствах плазменных возбуждений. В отличие от трехмерного (3Д) случая, двумерные (2Д) плазмоны представляют собой низкочастотные колебания электронной плотности с бесщелевым законом дисперсии в отсутствие магнитного поля. То же самое можно сказать и в отношении одномерных (1Д) плазмонов - коллективных низкочастотных возбуждений, реализующихся в квантовых проволоках и электронных полосках, дисперсия которых носит не корневой (как в случае 2Д плазмонов), а линейный характер. Еще более интересными и необычными свойствами обладают краевые плазмоны и магнитоплазмоны (КМП) – коллективные возбуждения, распространяющиеся в неоднородном 2Д электронном газе вдоль линий, разделяющих области с разной проводимостью (в частности, вдоль края 2Д системы). Возникновение бесщелевых (в конечном образце низкочастотных) КМП в спектре коллективных возбуждений низкоразмерных систем обусловлено наличием бесщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми, которые играют важную роль в формировании режима КЭХ в 2Д системе в сильных магнитных полях. Таким образом, изучение свойств краевых магнитоплазмонов является эффективным инструментом для исследования такого фундаментального явления в физике конденсированного состояния, как КЭХ.

Необходимо также отметить, что в последнее время изучение свойств КМП возбуждений было стимулировано неожиданно открывшимися перспективами в прикладной области, связанными с созданием в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне частот 300 – 1000 ГГц дешевых, миниатюрных и эффективных генераторов, детекторов и спектрометров электромагнитного излучения [5, 6]. Предполагается, что принцип работы вышеперечисленных приборов может быть основан на интерференции краевых магнитоплазмонов, когерентно возбуждаемых внешним электромагнитным излучением в области неоднородности, связанной с потенциальными контактами, и распространяющихся вдоль границы двумерного газа. В условиях, когда расстояние между контактами равно целому числу длин волн КМП возбуждений, из-за интерференции возникает резонансное усиление плазменных колебаний и, как следствие, усиление фото-ЭДС. Обнаруженный эффект позволяет регистрировать миллиметровое и субмиллиметровое излучение при мощности возбуждения менее 1 нВт. Малые размеры детектора (0.1 – 0.5 мм) позволяют надеяться на создание многопиксельной матрицы детекторов, необходимой для получения изображения различных объектов и предметов в миллиметровом и субмиллиметровом интервалах длин волн.

Целью диссертационной работы является экспериментальное изучение коллективных возбуждений - обычных и краевых плазмонов и магнитоплазмонов, в таких низкоразмерных системах, как электронные диски,

кольца и полоски.

Методы исследований. Исследования осуществлялись с помощью метода оптического детектирования микроволнового поглощения, в основе которого лежит высокая чувствительность спектров люминесценции 2Д электронов к резонансному поглощению СВЧ мощности. Впервые этот метод был применен в работе [7] при изучении гистерезисного циклотронного резонанса в миллиметровых мезах в форме диска, изготовленных на гетероструктурах GaAs/AlGaAs. В настоящей диссертационной работе эта методика получила дальнейшее развитие, благодаря использованию различных способов передачи микроволновой мощности электронной системе (через полосковую линию, коаксиальный кабель, прямоугольный СВЧ тракт) в зависимости от геометрии исследуемой структуры и от требуемого диапазона частот.

Научную новизну работы составляют следующие положения, выносимые на защиту:

1. Разработана оригинальная методика оптического детектирования магнитоплазменных возбуждений, основанная на высокой чувствительности спектров рекомбинационного излучения 2Д электронов к резонансному поглощению СВЧ мощности. С помощью этой методики исследованы коллективные магнитоплазменные моды в макроскопических электронных структурах в форме диска, кольца, полоски.
2. В одиночных электронных полосках впервые измерен закон дисперсии одномерных плазмонов, который носит линейный характер вплоть до волновых векторов $K = 1/W$, где W - ширина полоски. Обнаружено влияние логарифмического члена в законе дисперсии одномерного плазмона при малых волновых векторах K .
3. Изучены зависимости скорости одномерного плазмона от электронной плотности и геометрических размеров полосок, а также поведение поперечной и продольной плазменных мод в перпендикулярном магнитном поле.
4. Исследован переход от двумерного характера плазменных колебаний к одномерному на примере дисков и структур кольцевой геометрии с разными отношениями внешнего и внутреннего диаметров. Обнаружены два типа продольных краевых магнитоплазменных мод, локализованных в больших магнитных полях вдоль внутренней и внешней границ кольца. Помимо продольных мод, обнаружены поперечные магнитоплазменные возбуждения, связанные с колебаниями электронной плотности вдоль радиуса кольца.
5. В рамках электродинамической теории вычислены спектры коллек-

тивных возбуждений как для кольцевых структур, так и для дисков. Из сравнения экспериментальных и теоретических данных составлена классификация всех магнитоплазменных мод, в том числе верхних гармоник КМП резонансов, наблюдаемых в электронных кольцах с большей концентрацией и меньшими размерами.

- Исследовано затухание краевых магнитоплазмонов в дисках и электронных полосках. Показано, что существует универсальная связь между величиной затухания нижней краевой моды и холловской проводимостью.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию о дисперсионной зависимости, энергетическом спектре и затухании одномерных, двумерных и краевых магнитоплазменных возбуждений в низкоразмерных 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 и разработке в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне частот дешевых, миниатюрных и эффективных генераторов, детекторов и спектрометров электромагнитного излучения.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на конференции, посвященной 70-летию В. Б. Тимофеева (2006), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН и MPI-FKF (Штуттгарт, Германия).

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 134 страницы, включая 35 рисунков.

Содержание диссертации

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

Глава первая 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 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 δ -легированных одиночных квантовых ямах (КЯ) AlGaAs/GaAs шириной 25 – 30 нм, выращенных с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). На основе этих квантовых ям методом фотолитографии были изготовлены электронные мезы в форме диска, кольца, полоски с характерными размерами от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. Различная степень легирования позволяла задавать концентрацию в КЯ, которая в наших структурах изменялась в диапазоне от 0.4 до $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Электронная подвижность μ в исследуемых образцах принимала значения от 2 до $9 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$.

Для измерения магнитоплазменных резонансов в электронных мезах, нами использовался метод оптического детектирования микроволнового поглощения [7]. Этот метод основан на сравнении спектров люминесценции 2Д электронного газа, записанных в условиях СВЧ облучения и в его отсутствие. На рис. 1(а) показаны типичные спектры излучательной рекомбина-

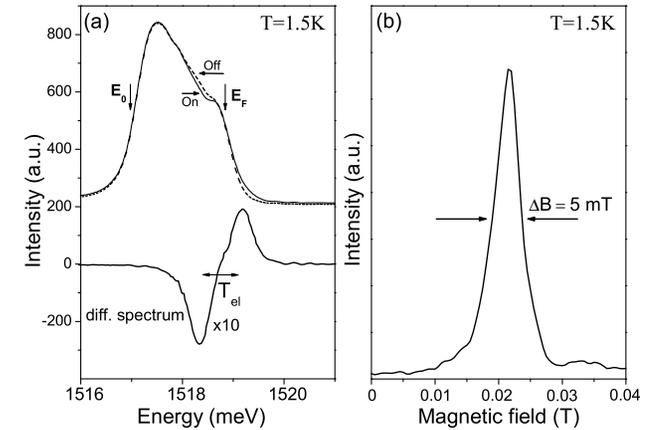


Рис. 1(а): Спектры люминесценции (вверху) и дифференциальный по СВЧ мощности спектр излучения 2Д электронов (внизу), измеренные в диске диаметром $d = 1$ мм в резонансном магнитном поле $B = 22$ мТл при микроволновом возбуждении с частотой 18 ГГц. Концентрация 2Д электронов $5.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$; (б): Соответствующая магнитополевая зависимость резонансного поглощения, измеренная на этой же структуре при фиксированной частоте микроволнового излучения $f = 18$ ГГц.

ции 2Д электронов (верхние кривые) и отвечающий им дифференциальный по мощности СВЧ спектр (нижняя кривая), измеренные в резонансном магнитном поле ($B = 0.022$ Тл для частоты $f = 18$ ГГц) в электронном диске диаметром 1 мм с концентрацией 5.8×10^{10} см⁻². Как видно из рисунка, поглощение СВЧ приводит к резонансному нагреву электронной системы, результатом которого является изменение формы линии рекомбинационного излучения. Абсолютная величина разностного сигнала фотолюминесценции интегрировалась по всему рекомбинационному спектру, и вычисленное значение служило мерой интенсивности микроволнового поглощения. Рис. 1(b) иллюстрирует зависимость полученной интегральной величины от магнитного поля при фиксированной частоте. По положению максимума резонансной кривой легко определить значение соответствующего магнитного поля. Из ширины резонансного контура можно также найти величину затухания магнитоплазменного резонанса и циклотронную подвижность 2Д электронов. В разных экспериментальных конфигурациях передача СВЧ мощности электронной системе осуществлялась посредством коаксиального кабеля, прямоугольного волновода или полосковой линии, что было продиктовано геометрией образца, требуемым диапазоном частот и т.д.. Исходя из способа микроволнового возбуждения коллективных мод в измеряемых структурах, производилась либо развертка по полю при постоянной частоте СВЧ излучения, либо развертка по частоте при постоянном магнитном поле. Диапазон микроволновых частот в наших экспериментах составлял 0.1 – 50 ГГц; мощность СВЧ на входе коаксиального кабеля или прямоугольного волновода варьировалась от 1 мкВт до 10 мВт.

Для фотовозбуждения электронной системы использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Свет от лазера подводился к образцу посредством 400 микронного оптического кварцевого световода, расположенного на расстоянии менее 1 мм от поверхности структуры. Тот же световод использовался для сбора сигнала фотолюминесценции, который анализировался с помощью двойного спектрометра с разрешением 0.03 мэВ и регистрировался полупроводниковым детектором с зарядовой связью (ССD-камерой). Измерения проводились при гелиевых температурах 1.5 – 4.2 К. Для этого, образцы помещались в гелиевую ванну в охлажденном криостате с вертикальным магнитным полем.

Управление всеми приборами: магнитным полем криостата, СВЧ генератором, двойным спектрометром и ССD-камерой осуществлялось через компьютер.

В третьей главе приведены результаты исследований различных свойств одномерных плазменных возбуждений, наблюдаемых в одиночных макроскопических полосках двумерных электронов. Прежде всего, это ка-

сается закона дисперсии и магнитолевой зависимости 1Д плазмонов.

Закон дисперсии 1Д плазмонов был вычислен более ста лет назад [8, 9, 10]. Теория предсказывает линейную зависимость частоты 1Д плазмона от волнового вектора K с логарифмическими отклонениями от линейного закона дисперсии, которые становятся существенными в области малых K . Из аналитического выражения для дисперсии 1Д плазмона следует, что в формулу для фазовой скорости 1Д плазмона v_{1D} , наряду с электронной плотностью n_s и шириной полоски W , также входит логарифмический член, величина которого возрастает с уменьшением K [10]:

$$\omega_{1D} \equiv v_{1D}K \propto (n_s W)^{1/2} K \sqrt{\ln \left(\frac{1}{KW} \right)} \quad (1)$$

Подобное поведение 1Д плазмона отличается от хорошо известной линейной зависимости для двумерных плазмонов, изученной в многочисленных экспериментальных [11, 12] и теоретических работах [13, 14]. Обращает на себя внимание тот факт, что несмотря на большое количество теоретических работ, посвященных данной тематике, до недавнего времени было предпринято считанное число попыток по измерению дисперсии 1Д плазменных колебаний [15, 16, 17]. Во многом это связано с трудностями, возникающими при детектировании слабого плазменного отклика на одномерных объектах (квантовых проволоках или полосках) с помощью методов рамановской [15, 17] и ИК-спектроскопии [16]. С целью усиления обратной связи электронной системы на внешние возбуждения, измерения в обоих случаях приходилось выполнять не на одиночных 1Д структурах, а на периодических сверхрешетках, состоящих из таких структур. Сильное кулоновское взаимодействие между близлежащими электронными проволоками в таких системах приводит к подавлению эффектов, связанных с 1Д плазмонами. Наблюдаемые плазменные колебания демонстрируют черты, характерные для 2Д плазмонов [17], что находит подтверждение в соответствующих теоретических расчетах [18].

В последнее время, с улучшением качества исследуемых образцов (за счет увеличения их электронной подвижности), нижняя частотная граница наблюдения 1Д и 2Д плазмонов, определяемая неравенством $\omega\tau > 1$ (τ - время упругой релаксации электронов), сдвинулась в микроволновую область. Это позволило проводить исследования плазменных возбуждений на одиночных электронных структурах с миллиметровыми размерами, таких как диски, кольца, полоски. Для наблюдения 1Д плазмонов достаточно, чтобы изучаемые структуры имели либо большое отношение длины к ширине (как в случае узких миллиметровых полосок), либо близкое к 1 отношение внешнего диаметра к внутреннему для узких колец. Помимо этого,

измерения дисперсии 1Д плазмона следует проводить при векторах K малых по сравнению с обратной шириной полоски [10]. Эти условия, однако, не были выполнены ни в одной из вышеуказанных экспериментальных работ. В настоящей диссертационной работе, с помощью метода оптического детектирования микроволнового поглощения [7], нами были исследованы спектры плазменных колебаний в одиночных миллиметровых полосках с различными геометрическими размерами и концентрациями 2Д электронов.

В первом разделе главы 3 обсуждается закон дисперсии плазменных возбуждений в одиночных электронных полосках. Из сравнения экспериментальных данных с результатами теории [10], а также с дисперсионными зависимостями, полученными для квазидвумерных систем в форме диска, делается однозначный вывод об одномерной природе наблюдаемых плазменных колебаний в этих структурах.

Фундаментальной характеристикой частотных зависимостей микроволнового поглощения, измеренных в электронных полосках, является их периодическая структура. В спектрах микроволнового поглощения наблюдаются от трех до шести резонансных пиков, расположенных практически эквидистантно друг от друга на частотной оси. Эти пики соответствуют возбуждениям размерных плазменных резонансов, т.е. стоячим плазменным модам с волновым числом $K = \pi N/L$, которые формируются вдоль полоски. Здесь L - длина полоски, $N = 1, 2, 3, \dots$ - количество узлов в распределении индуцированной зарядовой плотности.

На рис. 2(а) отложена дисперсионная зависимость, полученная из спектра поглощения для полоски с размерами 2×0.1 мм и концентрацией $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На том же самом графике пунктирной линией построена дисперсия 2Д плазмона с идентичной электронной плотностью. В пределе малых волновых векторов $K < 1/W = 100 \text{ см}^{-1}$ спектр плазмонов существенно отличается от корневой зависимости. Вместо этого, он соответствует линейной дисперсии со скоростью близкой к $1.82 \times 10^7 \text{ м/с}$. Как следствие, мы приходим к выводу, что макроскопическая одиночная узкая полоска является подходящим объектом для исследования спектра 1Д плазмона и его модификаций при изменении электронной плотности и размеров образца.

Дальнейший анализ поведения фундаментальной моды ($N = 1$) в полосках с различной геометрией подтверждает наше предположение об одномерной природе этих плазменных возбуждений. На рис. 2(б) представлена зависимость частоты фундаментальной моды от продольного размера полоски при условии $L \gg W$. Как и ожидается для 1Д плазмона [10], эта зависимость демонстрирует линейное поведение. С целью сравнения, та же самая зависимость построена для основной моды размерного плазменного

резонанса, измеренного на структурах в форме диска с различными диаметрами. Наблюдаемая корневая зависимость полностью соответствует нашим представлениям о двумерном характере плазменных колебаний в диске.

Как видно из формулы (1) скорость 1Д плазмона зависит от величины электронной плотности и ширины полоски, но не зависит от ее длины. Кроме того, выражение для фазовой скорости 1Д плазмона содержит логарифмическую составляющую, зависящую от волнового вектора K . Эта составляющая, однако, никак не проявляется в зависимостях частоты 1Д плазмона от K , измеренных в полосках с небольшим отношением длины к

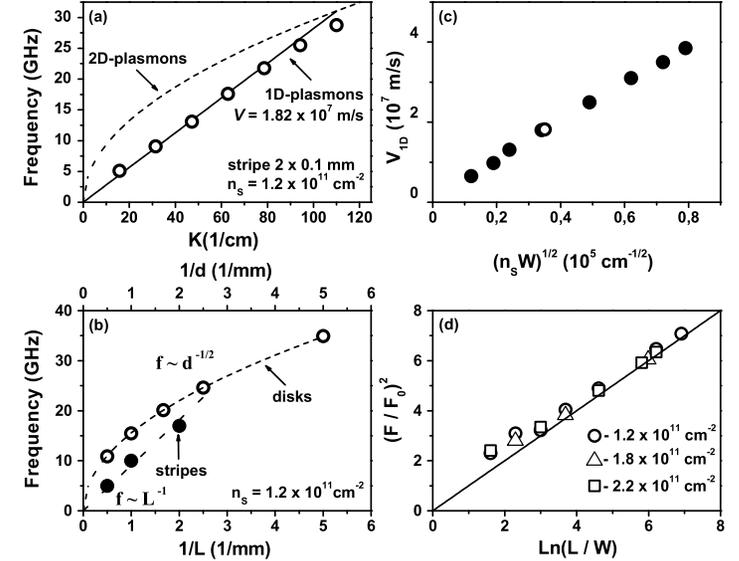


Рис. 2(а): Дисперсия плазмона, измеренная на полоске длиной 2 мм, шириной 0.1 мм и с электронной плотностью $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для сравнения, закон дисперсии 2Д плазмонов, предсказанный теорией [13], также показан на рисунке. (б): Частота фундаментальной моды плазменных возбуждений для мез в форме диска, как функция диаметра d . Аналогичная зависимость для электронных полосок шириной 0.1 мм от их длины L также приведена на рисунке. (с): Зависимость плазменной скорости v_{1D} в единицах 10^7 м/с от параметра $(n_s W)^{1/2}$. (д): Сводная зависимость квадрата нормированной частоты основной плазменной моды $(F/F_0)^2$ от логарифма отношения длины к ширине $\ln(L/W)$, измеренная для полосок с различными длинами, ширинами и концентрациями 2Д электронов. $F_0 = (n_s e^2 W / 2 \epsilon^* m_e L^2)^{1/2}$. Прямая линия соответствует логарифмической зависимости, отвечающей формуле (1).

ширине (не превышающим 20:1). Действительно, экспериментальные точки для структуры с отношением 20:1 практически не отклоняются от прямой линии, построенной на рис. 2(а), даже при самых маленьких квазиимпульсах. В свою очередь, вычисленная из экспериментальных дисперсионных зависимостей скорость 1Д плазмона v_{1D} является линейной функцией параметра $(n_s W)^{1/2}$ в соответствии с доминирующим членом ур-я (1) (см. рис. 2(с)). Отметим, что измеренные фазовые скорости хорошо описываются ур-ем (1) при замене в нем логарифмического члена на безразмерную константу величиной приблизительно 1.7-1.8.

Логарифмическая составляющая становится существенной для волновых векторов в сотни раз меньших обратной ширины полоски. Подобные значения квазиимпульсов экспериментально реализуются в очень узких электронных полосках с отношением длины к ширине, составляющим несколько сотен единиц. Для наглядной иллюстрации влияния логарифмического члена на дисперсионную зависимость 1Д плазмона, на рис. 2(д) построена универсальная зависимость частоты фундаментальной плазменной моды F от величины отношения длины к ширине для образцов с различными геометрическими размерами и электронными плотностями. Из соображений удобства экспериментальные данные на рис. 2(д) построены в координатах $(F/F_0)^2$ vs $\ln(L/W)$. Здесь $2\pi F_0 = (2\pi^2 n_s e^2 W / \epsilon^* m_e L^2)^{1/2}$ - нормировочная величина, полученная путем подстановки значения квазиимпульса для основной моды π/L в линейное слагаемое выражения (1). В пределе узких полосок с большим отношением длины к ширине экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, соответствующую логарифмической зависимости в этих координатах (см. рис. 2(д)). Наоборот, в области малых значений $\ln(L/W)$ наблюдается заметное расхождение между экспериментом и теорией, связанное с неприменимостью выражения (1) (точнее его логарифмической части) к описанию дисперсии 1Д плазмона в относительно широких полосках, когда нарушается условие $KW \ll 1$.

Во второй части главы 3 рассмотрено поведение коллективных мод в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости квантовой ямы, на основе которой были изготовлены прямоугольные мезы.

Помимо продольных мод, описанных выше, в спектрах коллективных возбуждений одиночной полоски наблюдались также поперечные плазменные моды, которые отвечают колебаниям зарядовой плотности поперек структуры. Продольные и поперечные плазменные моды сильно модифицируются при приложении перпендикулярного магнитного поля. На рис. 3 построены магнитополевые зависимости для обеих фундаментальных мод. В нулевом магнитном поле поперечную моду от продольной отделяет большая энергетическая щель, что является прямым следствием 1Д квантования плазменного спектра. Магнитополевая зависимость поперечной моды в

одиночной полоске с равномерным распределением электронной плотности описывается формулой [10]:

$$\omega_T^2 = \omega_{T,0}^2 + \omega_c^2, \quad (2)$$

где $\omega_{T,0} = (2\pi^2 n_s e^2 / \epsilon^* m_e W)^{1/2}$ - частота нижней поперечной моды для волнового вектора $K = \pi/W$, $\omega_c = eB/m_e c$ - циклотронная частота. Величина $\omega_{T,0}$ при $B = 0$ и ее магнитополевая зависимость, предсказанные теорией [10], находятся в хорошем согласии с нашими экспериментальными данными (см. рис. 3). Как видно из этого рисунка, частота поперечного плазмона быстро увеличивается с ростом магнитного поля и приближается к циклотронной частоте уже в полях порядка 0.1 – 0.2 Тл. Напротив, частота продольной плазменной моды падает с увеличением магнитного поля, и эта мода детектируется в спектрах микроволнового поглощения только до 0.8 Тл. Согласно теории [10], магнитополевая зависимость продольной плазменной моды в одиночной полоске дается следующим выражением:

$$\omega_{1D}^2 = \omega_{L,0}^2 / (1 + \omega_c^2 / \omega_{T,0}^2), \quad (3)$$

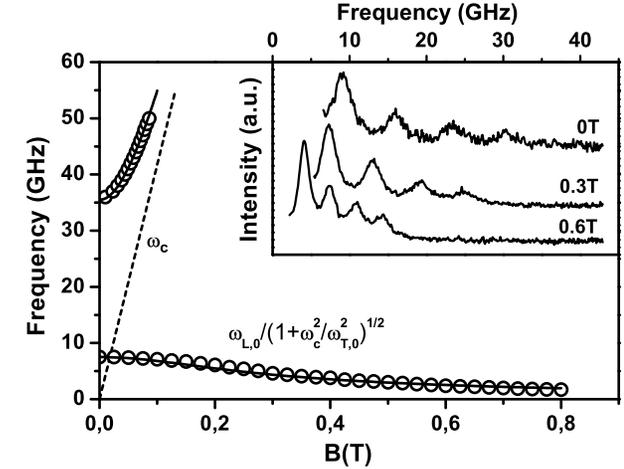


Рис. 3: Магнитополевая зависимость продольной и поперечной фундаментальных мод для полоски длиной 2 мм, шириной 0.2 мм и с электронной плотностью $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошными линиями построены функциональные зависимости, предсказанные из ур-й (2)-(3). Пунктирная линия соответствует циклотронной частоте. На вставке показаны спектры микроволнового поглощения, записанные в нескольких магнитных полях (0, 0.3 и 0.6 Тл) для полоски с теми же размерами, но с большей концентрацией 2Д электронов $1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

где $\omega_{L,0}$ обозначает нижайшую продольную плазменную моду в полоске. На рис. 3 сплошной линией проведена подгоночная кривая, полученная из ур-я (3), для магнитолевой зависимости продольной моды, измеренной в полоске с размерами 2×0.2 мм и концентрацией 1.2×10^{11} см $^{-2}$. Наилучшее согласие между экспериментом и теорией достигается при значении подгоночного параметра $\omega_{T,0}$, равном 90 ГГц. Эта величина почти в три раза больше по сравнению с резонансной частотой $\omega_{T,0}$, измеренной напрямую в пределе нулевого магнитного поля (рис. 3). Основной причиной такого расхождения, по всей видимости, является существенное различие между однородным распределением равновесной плотности в полосках шириной 0.1 – 0.2 мм и моделью полуэллиптического профиля, которая была использована при выводе ур-й (2) и (3) в работе [10].

На вставке к рис. 3 изображены частотные зависимости микроволнового поглощения, измеренные при нескольких фиксированных значениях магнитного поля в образце с теми же размерами, но с большей электронной концентрацией 1.9×10^{11} см $^{-2}$. Тенденция к уменьшению частоты фундаментальной моды с ростом поля отчетливо проявляется и в этом случае. Кроме того, стоит отметить наблюдаемое в микроволновых спектрах сужение резонансных линий с увеличением магнитного поля. Такое поведение свидетельствует о сильной локализации продольной плазменной моды у краев полоски при возрастании магнитного поля, что является явным признаком перехода от одномерного характера магнитоплазменных возбуждений к краевому. Экспериментальная зависимость величины затухания основной резонансной моды $\gamma(B) \sim 1/B$ согласуется с результатами теоретических расчетов для КМП на резкой границы двух полуплоскостей, обладающих разными проводимостями [19].

Глава 4 посвящена изучению магнитоплазменных возбуждений в 2Д электронных кольцах и дисках. Особое внимание было уделено исследованию перехода от 2Д к 1Д магнитоплазмонам в кольцах с одинаковой концентрацией, но с разной величиной отношения внешнего к внутреннему диаметру.

Переход от 2Д к 1Д поведению магнитоплазменных мод можно проследить на примере одиночных полосок 2Д электронов с разным отношением длины к ширине [20], а также в мезах эллиптической формы с различным соотношением между большой и малой осями [21]. В этой связи, представляется интересным изучение 2Д→1Д перехода в электронных системах с кольцевой геометрией путем варьирования отношения внешнего диаметра кольца D к внутреннему диаметру d . До сих пор, исследованию микроволнового отклика структур с геометрией кольца было посвящено незначительное количество работ [22]. Отношение $\eta \equiv d/D$ для образцов, на которых проводились эти измерения, изменялось в диапазоне $\sim 1/4 - 1/2$, который

не охватывал предельные случаи диска и тонкого кольца. Результаты, изложенные в настоящей главе, позволяют проследить переход от 2Д к 1Д случаю в более широком диапазоне η . В отличие от предыдущих исследований, данные измерения проводились в микроволновом (гигагерцовом) частотном диапазоне, т.е. на два порядка ниже по величине по сравнению с плазменными частотами в [22]. Кроме того, эксперименты были выполнены на одиночных образцах, а не на массиве электронных колец. Это исключало возможное влияние взаимодействия между структурами на спектр плазменных возбуждений отдельного кольца.

В первой части главы 4 представлены результаты измерений магнитоплазменных спектров колец с отношением η , изменяющимся в широком диапазоне от 0.8 (в случае узкого кольца) до 0.1 для диска с маленьким отверстием в центре.

На рис. 4(b)-(d) построены магнитолевые зависимости резонансных частот плазменных мод, наблюдаемых в спектрах поглощения колец с одинаковым внешним диаметром $D = 1$ мм и разными внутренними диаметрами $d = 0.2, 0.6$ и 0.8 мм. Для сравнения, на рис. 4(a) показан магнитоплазменный спектр для диска диаметром $D = 1$ мм приблизительно с той же концентрацией 2Д электронов.

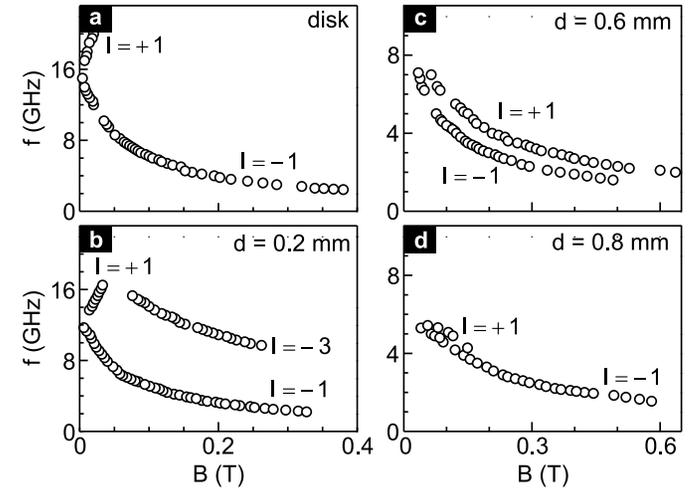


Рис. 4: Резонансные частоты магнитоплазменных мод $n = 0$ в диске и в структурах с геометрией кольца. Внешний диаметр D диска (a) и колец (b)-(d) равен 1 мм. На каждой панели указаны соответствующие значения внутреннего диаметра d колец. Величины электронной плотности в образцах были следующими: 1.4×10^{11} см $^{-2}$ (a), 1.1×10^{11} см $^{-2}$ (b), (c) и 1.2×10^{11} см $^{-2}$ (d).

Классификация магнитоплазменных мод проведена путем введения двух квантовых чисел: радиального числа $n = 0, 1, \dots$ и азимутального числа l , принимающего значения $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Первое число отвечает количеству нулевых узлов в распределении индуцированной зарядовой плотности в радиальном направлении; второе число соответствует угловому моменту этого возмущения. Отметим, что магнитоплазменные резонансы с $n = 0$ и $l = \pm 1$ доминируют во всех спектрах поглощения, поскольку обладают наибольшей осцилляторной силой.

Несмотря на то, что диски и кольца имеют одинаковую радиальную симметрию, и их резонансные моды описываются одними и теми же квантовыми числами, спектр магнитоплазменных резонансов для случая кольцевой геометрии качественно отличается от геометрии диска. Наиболее ощутимая разница проявляется в поведении моды с $n = 0$ и $l = +1$, которую мы в дальнейшем будем называть верхней резонансной ветвью ω_{0+} . Как в диске (рис. 4(a)), так и в широком кольце с отношением $d/D = 0.2$ (рис. 4(b)), эта мода демонстрирует положительную дисперсию в малых магнитных полях и, как следствие, обычное поведение объемного магнитоплазмона. Наоборот, в узких кольцах с отношением d/D , превышающим значение $1/2$ (рис. 4(c) и 4(d)), резонансная ветвь ω_{0+} имеет отрицательную дисперсию во всем диапазоне магнитных полей, где наблюдается данная мода, причем ее частота монотонно убывает с ростом магнитного поля. Подобная магнитополевая зависимость частоты ω_{0+} в узких кольцах аналогична поведению нижней резонансной ветви ω_{0-} , т.е. моды с квантовыми числами $n = 0, l = -1$. Эти возбуждения связаны с плазменными волнами, распространяющимися вдоль внешней и внутренней границы кольца и локализованными у краев электронной структуры в достаточно сильных магнитных полях. Мода ω_{0-} соответствует КМП, локализованному у внешнего края 2Д системы, а мода ω_{0+} - КМП у внутреннего края.

Различия между спектрами коллективных возбуждений для структур в форме диска и кольца не ограничиваются поведением верхней резонансной моды ω_{0+} . Магнитополевая дисперсия нижней резонансной моды ω_{0-} , распространяющейся вдоль внешней границы кольца, также претерпевает значительные изменения при переходе от геометрии диска к кольцевой геометрии. Особенно отчетливо это проявляется для самого узкого кольца с размерами $D = 1$ мм, $d = 0.8$ мм, в спектре коллективных возбуждений которого плазменная частота ω_{0-} почти в три меньше плазменной частоты в диске, а зависимость ω_{0-} от магнитного поля гораздо менее выражена по сравнению с соответствующей зависимостью для диска (рис. 4(a) и 4(d)).

При изучении свойств магнитоплазмонов в узких кольцах, следует помнить, что эти коллективные возбуждения должны во многом напоминать аналогичные резонансные моды в 1Д электронных системах, таких как уз-

кие полоски или квантовые проволоки. Низкочастотные магнитоплазменные возбуждения в системе 2Д электронов, ограниченных геометрией полоски, рассматривались теоретически в работе [10]. Для длинной и узкой полоски шириной W с полуэллиптическим распределением равновесной электронной плотности, энергетический спектр магнитоплазмонов сводится к выражению

$$\omega^2(K) = \frac{\Omega_0^2 K^2 W^2}{8} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln \left(\frac{8}{KW e \gamma} \right) \quad (4)$$

для малых волновых векторов K ($KW \ll 1$). Здесь ω_c - циклотронная частота, $\gamma \approx 0.577$ - постоянная Эйлера, и

$$\Omega_0 = \left(\frac{16n_s e^2}{m \epsilon W} \right)^{1/2} \quad (5)$$

плазменная частота поперечной моды, описывающей колебания зарядовой плотности поперек полоски. Уравнение (4) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{1}{\omega^2(K)} = \left(\frac{1}{\Omega_0^2} + \frac{\omega_c^2}{\Omega_0^4} \right) \beta^{-1}, \quad (6)$$

где

$$\beta = \frac{K^2 W^2}{8} \ln \left(\frac{8}{KW e \gamma} \right). \quad (7)$$

Согласно ур-ю (6), для 1Д магнитоплазменной моды с частотой f в узкой полоске, величина $1/f^2$ линейно зависит от B^2 . В этой связи, целесообразно рассматривать резонансную моду в узком кольце (см. рис. 5) как 1Д плазмон в полоске, свернутой в кольцо, с эффективной шириной $W^* = (D-d)/2$ и эффективной длиной L^* , равной среднему периметру кольца $\pi(D+d)/2$. Очевидно, что выражение (4) для полоски не может напрямую применяться к описанию плазменных возбуждений в кольцевой геометрии по ряду причин. Прежде всего, это связано с существенными различиями в распределении возмущенной зарядовой плотности и плазменных токов для структуры в форме кольца, по сравнению с соответствующим распределением для полоски. Другим немаловажным фактором является то, что распределение равновесной электронной плотности в исследуемых образцах значительно отличается от полуэллиптического профиля, принятого в работе [10]. В нашем случае, профиль электронной плотности гораздо ближе к ступенчатой функции. Вышеупомянутые различия в распределении равновесной плотности и геометрии исследуемых структур приводят к тому, что при описании экспериментальных данных формулой (6), приходится

использовать β и Ω_0 в качестве подгоночных параметров. Результаты подгоночной процедуры для узкого кольца $D = 1$ мм, $d = 0.8$ мм показаны на вставке к рис. 5. Магнитолевая зависимость 1Д плазменной моды в кольце действительно хорошо описывается линейным законом при построении экспериментальных и теоретических данных в координатах f^{-2} vs B^2 . Найденные значения подгоночных параметров неплохо согласуются с величинами, вычисленными из ур-й (5)-(7).

На рис. 5 также построены в обычных координатах экспериментальные данные и теоретические частоты для резонансной моды ω_{0-} , полученные путем подстановки подгоночных параметров β и Ω_0 в выражение (4). Как видно из этого рисунка, экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую в области малых полей (до 0.3 Тл) и отклоняются от нее в больших полях. Такое поведение, на наш взгляд, связано с тем, что 1Д магнитоплазмон демонстрирует черты, присущие краевым возбуждениям, а именно слабое затухание в сильных магнитных полях. В свою очередь, это позволяет предположить о локализации соответствующих колебаний вдоль границы кольца и, как следствие, о возросшем влиянии вида функции распределения равновесной плотности у краев структуры на различные

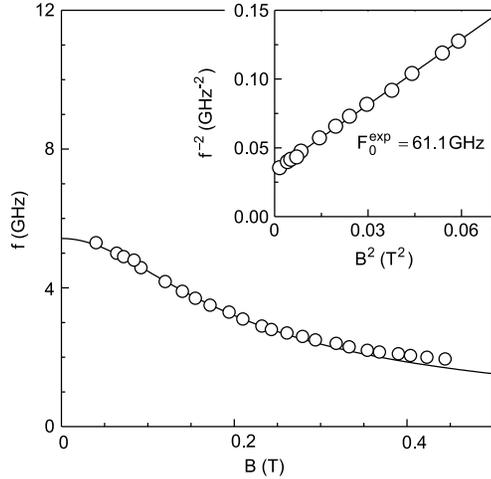


Рис. 5: Магнитолевая зависимость ω_{0-} моды в узком кольце с $D = 1$ мм, $d = 0.8$ мм и электронной плотностью $n_s = 1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (пустые кружочки). Сплошная линия описывается ур-ем (6), в котором выполнена подстановка подгоночных величин $2\pi F_0^{\text{exp}}$ и β^{exp} вместо Ω_0 и β . Значения F_0^{exp} и β^{exp} были найдены из линейной аппроксимации методом наименьших квадратов тех же экспериментальных данных, построенных в координатах f^{-2} от B^2 (см. вставку к рисунку).

свойства магнитоплазмонов, в частности, на их магнитолевую дисперсию.

Помимо изучения перехода от 2Д к 1Д коллективным возбуждениям в структурах с кольцевой геометрией, в образцах с большей электронной плотностью ($\sim 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) было исследовано поведение основных и верхних гармоник КМП резонансов в магнитном поле. Для колец с меньшей концентрацией 2Д электронов ($\sim 0.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) удалось наблюдать поперечные плазменные моды $n = 1$ и измерить их магнитолевую зависимость. Результаты этих исследований обсуждаются во второй части главы 4.

На рис. 6(a) показаны магнитолевые зависимости энергий возбуждения резонансных мод, измеренные в структуре с размерами $D = 0.6$ мм, $d = 0.2$ мм и концентрацией двумерных носителей $0.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Соответствующие зависимости для диска диаметром $D = 0.6$ мм с той же электронной плотностью построены на рис. 6(b). Наряду с нижними про-

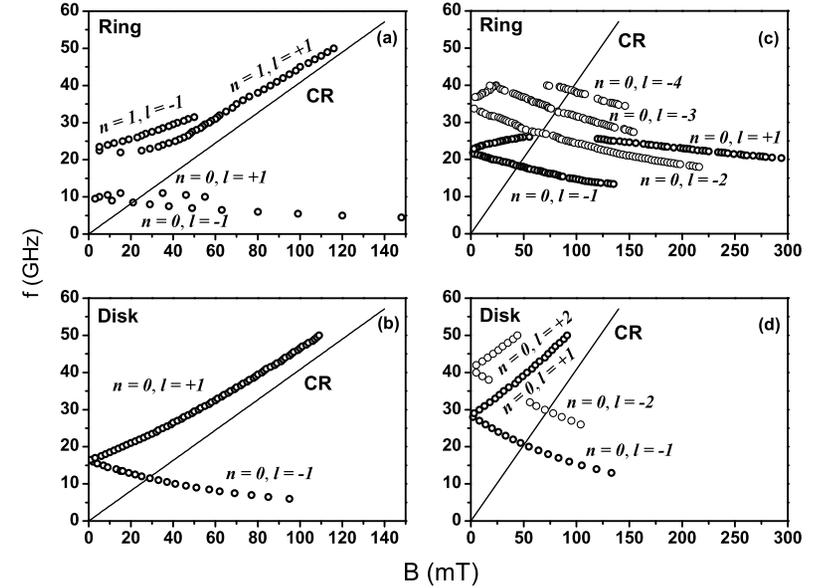


Рис. 6: Магнитолевые зависимости резонансных частот поперечных и краевых плазменных мод, измеренные в кольцевой структуре с размерами $D = 0.6$ мм, $d = 0.2$ мм (a) и в диске диаметром 0.6 мм (b) при $n_s = 0.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитолевые зависимости частот резонансного возбуждения различных плазменных мод, измеренные в кольцевой структуре с размерами $D = 0.6$ мм, $d = 0.2$ мм (c) и в диске диаметром 0.6 мм (d) при $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

дольными резонансными модами $n = 0, l = \pm 1$, при меньших концентрациях в кольцевых структурах наблюдаются поперечные магнитоплазменные возбуждения, отвечающие $n = 1$. Принципиальным отличием этих возбуждений от резонансов $n = 0$ является их поведение в больших магнитных полях. Как видно из рис. 6(a), нижняя ветвь резонансного дублета $n = 1, l = +1$ имеет отрицательную магнитодисперсию в малых полях, а затем, начиная с некоторого B , ее частота возрастает и в больших полях стремится к частоте циклотронного резонанса, демонстрируя тем самым черты объемного магнитоплазмона. Наоборот, верхняя ветвь этого дублета $n = 1, l = -1$ сразу обладает положительной магнитодисперсией, однако быстро затухает с ростом магнитного поля и потому наблюдается только в полях, меньших 50 мТл. Отметим, что в отличие от краевых мод $n = 0, l = \pm 1$, связанных с колебаниями зарядовой плотности вдоль периметра кольца, моды $n = 1, l = \pm 1$ ассоциируются со стоячими плазменными волнами, формирующимися поперек структуры (т.е. вдоль радиуса кольца), а величина $\omega_{n=1}(B=0) \equiv \Omega_{T,0}$ отвечает соответствующей плазменной частоте. Такая классификация магнитоплазменных возбуждений находит подтверждение в расчетах, выполненных в рамках классической электродинамики.

Нами также наблюдались основные и верхние гармоники КМП резонансов в кольце $D = 0.6$ мм, $d = 0.2$ мм и в диске диаметром 0.6 мм с концентрацией 2Д электронов 2.6×10^{11} см⁻². При проведении этих измерений, с целью усиления микроволнового отклика, образцы размещались внутри прямоугольного тракта в максимуме электрического поля СВЧ волны.

В спектрах резонансного поглощения для этих структур, измеренных путем развертки магнитного поля при фиксированных микроволновых частотах, обнаружено несколько пиков, отвечающих основной плазменной моде и ее верхним гармоникам. Зависимости резонансной частоты от магнитного поля для каждой из этих мод построены на рис. 6(c). Для сравнения, аналогичные зависимости для диска диаметром 0.6 мм с концентрацией 2.6×10^{11} см⁻² показаны на рис. 6(d). Согласно нашей классификации, эти гармоники отвечают магнитоплазменным возбуждениям с дипольным, квадрупольным и т.д. распределением возмущенной зарядовой плотности и обозначаются $n = 0, l = \pm 1, \pm 2, \pm 3$; в частности, в спектре кольца проявляются моды с $l = \pm 1, \pm 2, -3$ и -4 , а в спектре диска - моды с $l = -1, -2$. Все вышеперечисленные моды обнаруживают отрицательную магнитодисперсию и слабое затухание в больших магнитных полях, демонстрируя тем самым черты краевых магнитоплазмонов. Результаты теоретических расчетов, выполненных для резонансных мод в кольце и диске, прекрасно согласуются с приведенными экспериментальными данными.

В главе 5 обсуждаются результаты исследований магнитодисперсии и

затухания краевых плазменных мод в широком диапазоне микроволновых частот, позволяющем проследить переход от высокочастотного $\omega\tau \gg 1$ к низкочастотному пределу $\omega\tau \ll 1$ плазменных колебаний.

В первой части главы 5 анализируются магнитополевые зависимости краевых мод, измеренные в дисках с различными концентрациями и подвижностями 2Д электронов. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках моделей сплющенного эллипсоида [23, 24] и резкого края полубесконечной 2Д системы в высокочастотном $\omega\tau \gg 1$ и низкочастотном $\omega\tau \ll 1$ пределах [19]. Во всех случаях теоретические кривые лишь качественно описывают магнитодисперсию краевых плазмонов, что подразумевает необходимость использования других теоретических моделей при дальнейшем рассмотрении вопроса о частотных зависимостях КМП в больших полях.

Во второй части главы 5 основное внимание уделено исследованию затухания КМП мод в структурах с геометрией диска. Рассмотрен переход от «чистого» $\omega\tau \gg 1$ к «грязному» $\omega\tau \ll 1$ пределу магнитоплазменных возбуждений, одним из проявлений которого является стремление величины затухания КМП к универсальной линейной зависимости от холловской проводимости в больших полях.

Предпосылкой к измерению величины затухания КМП в дисках явилась работа [20], в которой изучались различные свойства 1Д плазмонов в одиночных электронных полосках. В частности, было обнаружено, что ширина линии резонансного поглощения γ , характеризующая эту величину, обратно пропорциональна магнитному полю, начиная с некоторых значений B . Методика, примененная в настоящей работе, не позволяла разворачивать частоту микроволнового излучения при фиксированном магнитном поле и напрямую измерять зависимость $\gamma(B)$. Вместо этого, из спектров поглощения (рис. 7(a)) определялась ширина резонансной линии в единицах магнитного поля γ_B , и это значение умножалось на абсолютную величину наклона магнитодисперсии $|df/dB|$ в соответствующем резонансном поле, вычисленную из экспериментальных зависимостей f от B .

На рис. 7(b) представлена сводная зависимость величины $1/\gamma$ от холловского сопротивления $\rho_{xy} = B/enc$, измеренная для дисков диаметром 1 мм с различными концентрациями и подвижностями двумерных электронов. В слабых магнитных полях при $B \rightarrow 0$ ширина линии КМП сильно варьировалась в различных образцах и зависела от подвижности электронов и толщины спейсера. Совершенно другая ситуация наблюдается в пределе сильных магнитных полей, где, несмотря на разницу в значениях $\gamma(0)$, ширина резонансных линий КМП во всех структурах стремится к одной универсальной величине, определяемой холловской проводимостью σ_{xy} .

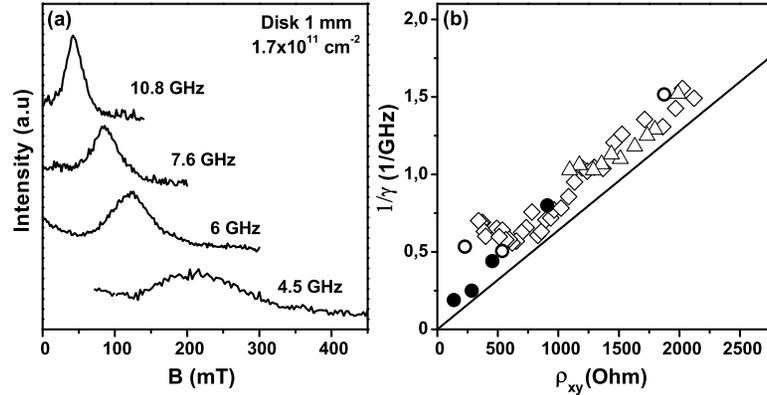


Рис. 7(a): Типичные магнитопольные зависимости резонансного поглощения, измеренные в диске диаметром 1 мм с концентрацией $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для различных частот микроволнового излучения. (b): Сводная зависимость обратной ширины резонансной линии КМП моды $1/\gamma$ от $\rho_{xy} = B/enc$. Символами обозначены экспериментальные данные, полученные для образцов с различными значениями электронных подвижностей и концентраций: $\mu_e = 5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = 1.32 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\diamond); $\mu_e = 5.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = 1.45 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\circ); $\mu_e = 6.7 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = 1.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (Δ) и $\mu_e = 2.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (\bullet). Сплошной линией показана теоретическая зависимость (8).

Такой результат предсказывает теория [19], согласно которой затухание КМП в пределе $\omega\tau \ll 1$ описывается выражением:

$$\gamma = \pi q \sigma_{xy} / \bar{\epsilon}, \quad (8)$$

где $\bar{\epsilon}$ - средняя диэлектрическая проницаемость вакуума и GaAs, $q = 2.4/d$ - квазиимпульс основной моды КМП [25].

Как видно из рис. 7(b), теоретическая зависимость (8), показанная сплошной линией, неплохо согласуется с экспериментальными значениями обратной ширины линии поглощения КМП для разных структур в больших полях. Отметим, что обнаруженная нами универсальная связь между шириной линии резонансного микроволнового поглощения КМП и холловской проводимостью наблюдается вплоть до достаточно сильных магнитных полей $B = 1 \text{ Тл}$, что позволяет при $T = 1 - 2 \text{ К}$ достигать режима квантования холловского сопротивления. В этой связи возникает принципиальная возможность исследования проявлений квантования холловской проводимости

по квантованию ширины КМП резонансов. Такие исследования могут дать ответ о причине квантования холловского сопротивления и разделить объемный и краевой вклады в квантовый эффект Холла (КЭХ). Кроме того, поскольку в режиме КЭХ вблизи краев образцов формируются несжимаемые квантовые полосы, число которых определяется величиной фактора заполнения [26], то возникает принципиальная возможность исследовать в режиме КЭХ различные проявления этих несжимаемых полосок в спектрах КМП.

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

1. Впервые в макроскопических одиночных полосках 2Д электронов (с поперечными размерами 0.1 – 0.2 мм) измерен закон дисперсии 1Д плазмона, который имеет линейный вид вплоть до волновых векторов порядка обратной ширины полоски. В очень узких полосках (шириной 2 – 20 мкм) удалось обнаружить влияние логарифмического члена, входящего в выражение для дисперсии 1Д плазмона в области малых K [10].
2. Определены зависимости скорости 1Д плазмона от электронной плотности, геометрических размеров структур и от величины перпендикулярно приложенного магнитного поля. Изучено поведение продольной и поперечной плазменных мод во внешнем магнитном поле. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами вычислений, выполненных в рамках электродинамической теории [10]. Большинству полученных результатов дано удовлетворительное объяснение в рамках существующей теории 1Д плазмонов [10].
3. Исследован переход от 2Д к 1Д магнитоплазменным колебаниям на структурах с геометрией диска и кольца с одинаковой электронной концентрацией и разным отношением внешнего диаметра к внутреннему. Показано, что изменения в геометрии исследуемых структур приводят к существенным модификациям магнитопольных зависимостей резонансных мод, а также к изменению абсолютной величины их плазменных частот. Результаты для узкого кольца были проанализированы в контексте сравнения с теоретическими предсказаниями для 1Д плазменных возбуждений в геометрии полоски. Посредством этого анализа, произведена оценка частоты плазменной моды $n = 1$, которая связана с радиальными колебаниями зарядовой плотности в кольце.
4. В магнитоплазменных спектрах колец с меньшей плотностью 2Д электронов удалось наблюдать эти поперечные моды и измерить их магнитопольную зависимость. В структурах с большей электронной концен-

традией было исследовано поведение основных и верхних гармоник КМП резонансов в магнитном поле.

5. Для электронных дисков с разными подвижностями и концентрациями изучено поведение КМП мод при переходе от высокочастотного предела плазменных колебаний к низкочастотному. Обнаружена универсальная линейная зависимость затухания краевых магнитоплазмонов от недиагональной компоненты проводимости σ_{xy} в низкочастотном пределе в соответствии с теорией [19].

Список публикаций

1. С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, “Коллективные магнито-плазменные возбуждения в двумерных электронных кольцах”, Письма в ЖЭТФ, том **80**, вып. **10**, стр. 134–139 (2004).
2. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Spectrum of One-Dimensional Plasmons in Single Stripe of Two-Dimensional Electrons”, Phys. Rev. B **72**, 161317–161320 (2005).
3. V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, “Microwave Response of Two-Dimensional Electron Rings”, Phys. Rev. B **73**, 195302–195308 (2006).
4. 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).
5. 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).

Список литературы

- [1] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [2] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [3] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [4] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
- [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] B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).
- [8] A. Sommerfeld, Ann. der Physik und Chemie **67**, 233 (1899).
- [9] G. Eliasson, J.-W. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, Solid State Commun. **60**, 41 (1986).
- [10] I. L. Aleiner, D. X. Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
- [11] S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38** 980 (1977).
- [12] D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
- [13] F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
- [14] А. В. Чаплик, ЖЭТФ **62**, 746 (1972).
- [15] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. S. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **67** 3298 (1991).
- [16] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **66** 2657 (1991).

- [17] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schuller, D. Heitmann, and K. Eberl, Phys. Rev. B **56** R12760 (1997).
- [18] Weiming Que, Phys. Rev. B **43** 7127 (1991).
- [19] В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
- [20] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **72**, 161317 (2005).
- [21] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, and M. Sundaram, Solid State Commun. **80**, 673 (1991).
- [22] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B **48**, 15480 (1993).
- [23] S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
- [24] R. P. Leavitt and J. W. Little, Phys. Rev. B **34**, 2450 (1986).
- [25] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- [26] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).

Ковальский Владимир Александрович

**МИКРОВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В
НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ
СТРУКТУРАХ**

Сдано в набор 03.09.07. Подписано в печать 04.09.07.
Формат 60×90/16. Печать офсетная. Гарнитура “Таймс”.
Объем 1.5 п.л. Заказ 175. Тираж 70.

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