

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

---

На правах рукописи

Козлов Владислав Евгеньевич

МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
В GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ И  
ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ ZnO/MgZnO

Диссертация

на соискание ученой степени

кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

член. корр. РАН И.В. Кукушкин

Черноголовка 2013

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Литературный обзор</b>	<b>13</b>
1.1 Объемные, поверхностные и двумерные (2D) плазмоны и магнитоплазмоны в твердых телах . . . . .	13
1.1.1 Объемные плазмоны . . . . .	13
1.1.2 Плазмоны и магнитоплазмоны в двумерных электронных системах . . . . .	17
1.2 Краевые магнитоплазмоны (КМП) в двумерных электронных системах (ДЭС) . . . . .	21
1.2.1 Теория краевых магнитоплазмонов . . . . .	22
1.2.2 Экспериментальные исследования краевых магнитоплазмонов . . . . .	28
1.3 Экранирование плазменных колебаний . . . . .	33
1.4 Магнитоплазменные резонансы в сильном параллельном магнитном поле . . . . .	36
1.5 Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в гетеро-переходе ZnO/MgZnO . . . . .	45
<b>2 Образцы и экспериментальная техника</b>	<b>52</b>
2.1 Описание образцов и методики их изготовления . . . . .	52
2.2 Экспериментальная методика . . . . .	55
<b>3 Плазменные волны в двумерной электронной системе при латеральном экранировании металлическим затвором</b>	<b>66</b>

<b>4</b>	<b>Плазменный и магнитоплазменный резонансы в квантовой яме GaAs/AlGaAs в сильном параллельном магнитном поле</b>	<b>77</b>
4.1	Влияние параллельного магнитного поля на верхнюю ветвь магнитоплазменных резонансов . . . . .	77
4.2	Появление щели в спектре магнитоплазменных колебаний в сильном параллельном магнитном поле . . . . .	84
<b>5</b>	<b>Магнитоплазменные явления в гетеропереходе ZnO/MgZnO</b>	<b>93</b>
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>100</b>
<b>7</b>	<b>Список цитируемой литературы</b>	<b>103</b>

## Введение

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах являются объектом интенсивного научного исследования уже более тридцати лет. Они позволяют более детально исследовать различные свойства и характеристики системы взаимодействующих частиц. Плазменные волны в металлах и полупроводниках позволили обнаружить целый ряд многочастичных эффектов и более детально изучить зонную структуру веществ [1]. С появлением технологий производства электронных систем пониженной размерности интерес в области плазменной физики твердого тела сместился в сторону изучения двумерных (2D) электронных и дырочных систем в гетероструктурах и квантовых ямах на основе полупроводников типа  $A^{III}B^V$  и в структурах металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на поверхности кремния [2]. Это в основном было вызвано тем, что в этих структурах стало возможно создание очень высокоподвижных “двумерных” носителей заряда, а также тем, что путем добавления дополнительного электрода (затвора) появилась возможность достаточно легко изменять важнейший параметр системы - концентрацию носителей заряда.

Двумерные плазмоны впервые наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия [3], где возбуждение производилось путем подачи мега-гигагерцового сигнала на обкладки конденсатора, внутри которого находилась поверхность гелия, с нанесенными на нее электродами. Несколько позже двумерные плазмоны были обнаружены и тщательно изучены в Si (100) МДП структурах [4–7]. В этих эксперимен-

тах применялась методика проходной спектроскопии в ИК-диапазоне частот. В этих же системах наблюдалась также эмиссия ИК-излучения, связанная с радиационным распадом двумерных плазмонов [8]. Двумерные плазмоны в AlGaAs/GaAs гетероструктурах изучались посредством Рамановской спектроскопии [9], эмиссии в дальнем ИК диапазоне [10], поглощения излучения ИК-диапазона [11]. Двумерные плазмоны были также обнаружены в дырочной двумерной системе инверсионных слоев Si (110) [12, 13]. Плазменная дисперсия в этой системе отражает сильную непараболичность и анизотропию дырочной зонной структуры Si (110).

Все перечисленные экспериментальные работы были выполнены в терагерцовом или дальнем ИК-диапазоне частот, поскольку плазменные резонансы можно разрешить только в случае, если  $\omega\tau \gg 1$ , где  $\tau$  – время электронной релаксации. Прогресс в технологии роста структур за последнее десятилетие привел к улучшению электронной подвижности на несколько порядков. Это дало возможность исследовать плазмоны при гораздо более низких частотах микроволнового диапазона. В работах [14–19] показан целый ряд неожиданных эффектов, связанных с коллективными плазменными возбуждениями. Например, был впервые экспериментально изучен эффект запаздывания, то есть образование слабо затухающего плазмон-поляритонного возбуждения [14, 17, 19]. Изучение поведения двумерных плазмонов в полосках с длиной много большей ширины привело к обнаружению нового типа плазменных возбуждений – одномерному (1Д) плазмону [16]. Также интересным оказалось изучение дисперсии двумерных плазмонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с близко расположенным задним затвором. Экранирующие действия за-

твора приводит к значительному замедлению волны зарядовой плотности и изменяет плазмонную дисперсию с обычного корневого закона на линейный [18].

Недавно плазменные возбуждения в низкоразмерных квантовых системах вновь оказались в центре научного внимания, вследствие их потенциальных приложений в области детектирования и генерации излучения терагерцового (0,3-10 ТГц) диапазона частот. Терагерцовый диапазон – это мало исследованный район частот, который сулит замечательные перспективы для исследований. Ему соответствуют частоты многих возбуждений в конденсированных средах, такие как фононы, переходы с участием мелких примесей, циклотронный и парамагнитный резонансы, вращательные и колебательные возбуждения в жидкостях, а также газах и биологических объектах. Значительный интерес представляет использование терагерцовых методов для неразрушающего контроля и визуализации в медицине, при мониторинге окружающей среды, в пищевой индустрии, борьбе с терроризмом [20, 21]. На сегодняшний день для детектирования непрерывного терагерцового излучения в основном применяются широкополосные приемники излучения, такие как диоды Шоттки (Schottky diode), акусто-оптические детекторы (Golay Cell), болометры (Bolometers), пьезоэлектрические детекторы (Pyroelectric). Применение селективных и перестраиваемых детекторов при спектральном анализе ограничено использованием громоздких дифракционных решеток и механически перестраиваемых интерферометров. Недавно было показано, что селективным детектором может быть полевой транзистор с двумерным электронным газом в канале, перестраиваемый приложен-

ным к затвору напряжением. Падающее излучение возбуждает в субмикронном канале экранированные плазменные возбуждения, чей потенциал выпрямляется за счет различных граничных условий на концах канала [22, 23]. Резонансное и нерезонансное детектирование излучения терагерцового диапазона наблюдалось на GaAs/AlGaAs полевых транзисторах [24–26], в кремниевых полевых транзисторах [27] и InGaP/InGaAs/GaAs полевых транзисторах [28]. Прибор показал успешную работу вплоть до комнатных температур.

Недавно была продемонстрирована возможность селективного детектирования микроволнового излучения (вплоть до 0,6 ТГц) двумерной электронной системой GaAs/AlGaAs квантовой ямы в магнитном поле [29, 30]. Под действием внешнего излучения измеряемый постоянный сигнал фотонапряжения представлял собой В-периодические осцилляции, амплитуда и период которых были пропорциональны соответственно мощности и длине волны падающего излучения. Эффект интерпретировался как интерференция когерентно возбужденных магнитоплазменных волн. Прибор показал успешную работу вплоть до температур 150 К. Селективное детектирование терагерцового излучения было также получено на полевом GaAs/AlGaAs транзисторе, покрытом решетчатым затвором [31, 32]. При совпадении частоты падающего излучения с частотой плазменного возбуждения в канале наблюдался резонансный отклик фотонапряжения. Прибор показал успешную работу вплоть до температуры 50 К.

Создание компактного перестраиваемого генератора непрерывного терагерцового излучения является нерешенной задачей до настоящего вре-

мени. Наиболее распространенными в настоящее время источниками являются: генераторы на диоде Ганна (Gunn Oscillator), газовые лазеры (Gas Laser), лампы обратной волны (BWO), лазеры на свободных электронах (FEL) и квантовые каскадные лазеры (QCL). Радиационный распад плазменных волн двумерного электронного газа может стать альтернативным физическим механизмом генерации излучения терагерцового диапазона. Недавно была продемонстрирована перестраиваемая резонансная эмиссия терагерцового излучения (0,2-4,0 ТГц) из нанометрового двумерного канала InGaAs полевого транзистора [27, 33]. Эмиссия была объяснена посредством плазменной неустойчивости в канале транзистора, вызванной протеканием постоянного тока через двумерный электронный газ с различными граничными условиями. Наибольшая зарегистрированная мощность излучения составила 0,1 мкВт.

**Целями и задачами диссертационной работы** является:

1. Изучение физических свойств и законов дисперсии плазменных колебаний в двумерных электронных структурах, латерально (с боку) ограниченных металлическим затвором.
2. Исследование влияния параллельного магнитного поля на частоту магнитоплазменных резонансов в широких GaAs/AlGaAs квантовых ямах
3. Изучение плазменных и магнитоплазменных возбуждений в гетеропереходе  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$

**Методы исследований.** Исследования проводились методом оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения. Этот



метод основан на высокой чувствительности оптических спектров электрон-дырочной рекомбинации к температуре электронного газа [34].

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Исследованы дисперсии магнитоплазменных и плазменных возбуждений в двумерных электронных системах, край которых задается с помощью металлического затвора и приложенного к нему напряжения. Обнаружено значительное уменьшение частоты плазменных волн по сравнению с плазменной частотой, измеренной в вытравленных мезах, имеющих ту же геометрию, размер и электронную плотность. Исследована зависимость наблюдаемого “смягчения” частоты от размера структуры и показано, что латерально экранированное плазменное возбуждение не обладает корневым законом дисперсии.
3. Улучшена методика оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения, что позволило изучать электронные магнитоплазменные возбуждения в GaAs/AlGaAs квантовых ямах при фиксированных значениях внешнего магнитного поля, непрерывно разворачивая частоту микроволнового возбуждения в диапазоне от 250 МГц до 40 ГГц.
4. Исследована дисперсия магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs в сильном параллельном магнитном поле. Обнаружен значительный рост циклотронной массы электрона с увеличением параллельной составляющей магнитного поля. Установлена квадратичная зависимость приращения циклотронной массы от величины параллельного магнитного поля.

Показано, что индуцированная параллельным полем анизотропия массы 2D-электронов достигает величины 2,5. Из зависимости анизотропии от магнитного поля оценена энергия пространственного квантования электрона в квантовой яме.

5. Исследовалось влияние параллельного магнитного поля на дисперсию объемных и краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах на основе GaAs/AlGaAs квантовых ям с геометрией диска. Обнаружено, что анизотропия эффективной массы электронов, возникающая в параллельном магнитном поле, снимает вырождение для плазменных колебаний в диске. При этом в спектре магнитоплазменных возбуждений открывается щель, а закон магнитодисперсии для этих возбуждений меняется с линейного на параболический. Величина щели определяется разницей частот плазменных колебаний вдоль и поперек поля и растет квадратично с ростом величины параллельного магнитного поля.
6. Изучены магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах на основе одиночного гетероперехода  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$ , где  $x = 0,02$ . Показано, что полученная экспериментальная зависимость магнитоплазменных резонансов от магнитного поля достаточно хорошо описывается теоретическими формулами. Циклотронная масса электрона оказалась равной  $m_c = (0,31 \pm 0,05)m_0$ . Обнаружена щель в спектре магнитоплазмона. Так же было показано сильное затухание амплитуды краевого магнитоплазменного колебания с ростом магнитного поля. Ширина плазменного резонанса, как оказалось, не зависит от температуры в диапазоне от 0,3 до 3 К.

## Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая значимость работы заключается в следующем.

- Для латерально экранированных двумерных электронных систем показано, что существующие теоретические работы не предсказывают зависимость коэффициента “смягчения” от размеров образца. Возможно, в теоретических работах стоит изменить граничные условия и учесть, что в эксперименте металлический затвор был изолирован от слоя двумерных электронов, что не позволяло протекать току из двумерного слоя в затвор.
- Исследование влияния сильного параллельного магнитного поля на дисперсию магнитоплазменных возбуждений показали, что можно пользоваться точным теоретическим решением задачи о двумерном электроне в параллельном магнитном поле, полученным для квантовой ямы с параболическим законом изменения потенциала.

Практическая значимость работы заключается в следующем.

- Как правило, электронные приборы, основанные на возбуждении и распространении плазменных колебаний, помимо двумерного слоя включают в себя контакты и металлические электроды – затворы. Учет “смягчения” плазменной частоты и его зависимость от профиля бокового затвора, полученные в диссертационной работе, имеют важное значение при проектировании электронных приборов.
- Разработана методика измерения двумерных электронных структур в сильном параллельном магнитном поле. Из анализа зависимости смещения магнитоплазменного резонанса при изменении параллель-

ного магнитного поля можно получить одну из ключевых характеристик квантовой ямы – энергию межподзонного расщепления  $E_{10}$ .

- Особый интерес к низкоразмерным структурам на основе ZnO обусловлен значительно более сильным кулоновским взаимодействием двумерных электронов, что должно положительно сказаться на перспективе разработки на основе цинка лазерных источников ультрафиолетового диапазона, работающих при комнатной температуре. На данной структуре нами была показана применимость и эффективность методики оптического детектирования микроволновых резонансов. Получена эффективная масса электрона – одна из главных характеристик системы.

**Апробация работы.** Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на IX Российской конференции по полупроводникам (2009), конференции МФТИ (2009), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

**Личный вклад автора** состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, построении теоретических моделей и выполнении соответствующих расчетов, обработке и интерпретации результатов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет 114 страниц, включая 34 рисунка. Результаты работы автора отражены в статьях [144–147]

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Объемные, поверхностные и двумерные (2D) плазмоны и магнитоплазмоны в твердых телах

Как известно, между телами, обладающими зарядом, возникает взаимодействие, которое обусловлено силой Кулона. Флуктуации в плотности заряда любой рассматриваемой системы порождает электрическое поле, которое действует на заряженные частицы, создавая тем самым электрический ток. Движение заряженных частиц стремится восстановить электрическую нейтральность системы, но из-за наличия инерционности частицы проскакивают свое положение равновесия, в результате чего и возникают коллективные возбуждения зарядовой плотности, иными словами возникают плазменные колебания. На свойства данного типа колебаний в твердых телах влияют многие параметры, в том числе зонная структура, эффективная размерность системы, наличие границ раздела и магнитных полей.

### 1.1.1 Объемные плазмоны

Одним из типов плазменных волн является объемный плазмон, который представляет собой продольную моду колебания зарядовой плотности. Если в системе отсутствуют границы, то его спектр (зависимость плазменной частоты  $\omega$  от волнового вектора  $\mathbf{q}(q_x, q_y, q_z)$ ) можно найти из уравнения  $\varepsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega) = 0$ , где  $\varepsilon^{3D}(\mathbf{q}, \omega)$  - продольная диэлектрическая проницаемость трехмерной системы. Бом и Пайнсон в работах [35, 36] развили теорию плазменных колебаний в твердых телах. В связи с тем, что в твердом теле средняя скорость электронов на несколько порядков больше скорости положительных ионных остовов, то можно заменить остовы однородно распределенным положительным зарядом, плотность

которого равна средней плотности заряда электронов. Такая модель называется моделью “желе”. В длинноволновом пределе объемный плазмон имеет частоту [1]

$$\omega_P^{3D} = \left( \frac{4\pi n e^2}{m \varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $m$  – масса электрона,  $e$  – его заряд,  $n$  – концентрация электронов,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость решетки, которая зависит от частоты плазмона. В простых металлах, к которым применима модель “желе”, для массы электрона  $m = m_0$  и  $\varepsilon \sim 1$  плазменная энергия по порядку величины составляет  $\hbar\omega_P^{3D} = 5 - 30$  эВ. Если же рассматривать более общий случай, то очевидно, что спектр плазмонов должен зависеть от зонной структуры твердого тела. Примером может служить легированный полупроводник, в котором существуют два типа коллективных колебаний - высокочастотные и низкочастотные плазмоны. Первый тип - это возбуждения, которые обладают энергией, значительно превышающей величину запрещенной зоны полупроводника  $E_g$ . Такие возбуждения связаны с колебаниями как валентных электронов, так и электронов из зоны проводимости. Вторым тип - возбуждения, энергия которых много меньше ширины запрещенной зоны ( $\hbar\omega_P^{3D} \ll E_g$ ). Они связаны с колебаниями носителей заряда: электронов - в зоне проводимости, дырок - в валентной зоне, причем масса заменяется на эффективную  $m = m^*$ , откуда возбуждения второго типа имеют энергию не более 0,1 эВ.

Статистическое рассмотрение скоростей электронов в трехмерных плазменных колебаниях приводит к слабой квадратичной дисперсии последних:

$$[\omega_P^{3D}(q)]^2 = (\omega_P^{3D})^2 + \alpha v^2 q^2, \quad (2)$$

где  $\alpha \sim 1$  и  $v$  - характерная скорость электронов (для вырожденных случаев эта скорость просто равна скорости Ферми  $v_F$ ). Сложная структура валентной зоны (или зоны проводимости) приводит к тому, что коэффициент  $\alpha$  начинает зависеть от направления волнового вектора  $q$ .

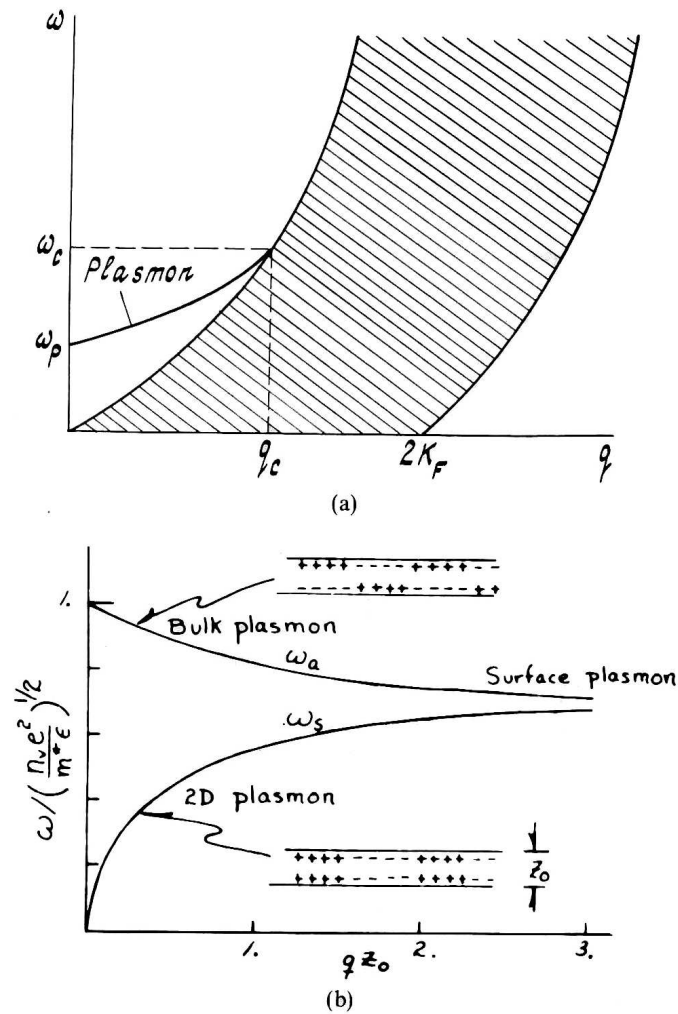


Рис. 1.1: (а) Дисперсия объемных плазменных возбуждений в модели “желе” в 3D структурах;  $K_F$  - фермиевский волновой вектор. Заштрихованная область отвечает непрерывному континууму одночастичных возбуждений. (б) Дисперсионное соотношение для плазменных резонансов в пластине классических электронов,  $q$  - волновой вектор, лежащий в плоскости пластины,  $z_0$  - толщина пластины (рис. 1.1b взят из работы [37])

Основными механизмами затухания плазменных колебаний являются столкновительные и бесстолкновительные. Столкновительные затухания обусловлены взаимодействием носителей заряда с фононами, примеся-

ми и другими несовершенствами решетки. Оно мало в режиме, когда  $\omega_P^{3D} \tau \gg 1$ , где  $\tau$  - время релаксации импульса электронов. Бесстолкновительные затухания (известные также как затухания Ландау) вызваны рождением электрон-дырочной пары через рассеяние плазмонов. Из закона сохранения энергии и импульса следует, что данное затухание становится значительным при  $q > q_c \sim \omega_P^{3D}/v$  (см. рис. 1.1a).

При включении магнитного поля  $\mathbf{B}$  ( $\omega_c \tau \gg 1$ ) электроны начинают двигаться по окружности с циклотронной частотой  $\omega_c = eB/mc$ , в результате чего у магнитоплазмона (плазмон в магнитном поле) появляется поперечная составляющая. В частности, он содержит в себе холловские токи. Если в двумерной электронной системе эффекты запаздывания малы, то спектр магнитоплазменных возбуждений  $\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{q})$  можно получить из дисперсионного уравнения  $q_\alpha \varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{q}, \omega) q_\beta = 0$ , где  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{3D}(\mathbf{q}, \omega)$  - тензор диэлектрической проницаемости. В частности, когда волновой вектор  $\mathbf{q}$  расположен под углом  $90^\circ$  к вектору магнитного поля  $\mathbf{B}$ , то частоту магнитоплазменных возбуждений можно описать достаточно простым выражением:

$$\omega_{mp}^{3D}(\mathbf{q}, \mathbf{B}) = [\omega_p^{3D}(\mathbf{q})]^2 + \omega_c^{21/2}, \quad (3)$$

где  $\omega_p^{3D}(\mathbf{q})$  - плазменная частота в нулевом магнитном поле. Влияние магнитного поля в полупроводнике может быть существенным для плазмонов с низкой частотой, т.е. когда  $\omega_c \geq \omega_p^{3D}$ . Например, для полупроводника GaAs n-типа с концентрацией электронов  $n = 10^{17} \text{см}^{-3}$  циклотронная частота равна плазменной в магнитном поле  $B = 8 \text{ Т}$ .

Экспериментальные исследования объемных плазмонов начали активно проводиться с 30-х годов XX столетия. Тогда Р. Вуд впервые изучал прохождение ультрафиолетового излучения сквозь тонкие пленки натрия [38]. Эффект, наблюдаемый Вудом, получил название диэлектри-



ческой аномалии и был объяснен Р. Кронигом на основе представлений о том, что электроны проводимости ведут себя как плазма свободных заряженных частиц. Далее Г. Рутеман и В. Ланг обнаружили резонансную структуру в спектре потерь энергии быстрых электронов, прошедших сквозь алюминиевую фольгу [39, 40]. Характерная толщина фольги в экспериментах была менее 500 нм. Электроны в пучке имели энергию порядка нескольких киловольт, с вариацией по энергии всего несколько сотен мэВ. На рис. 1.2 показан типичный спектр характеристических потерь энергии (число электронов в зависимости от потерянной ими энергии) для тонкой пленки алюминия. Д. Бом и Д. Пайнсон дали теоретическое объяснение наблюдаемому эффекту [41, 42]. Они показали, что данная резонансная структура возникает из-за возбуждения продольных плазменных волн в квантовой плазме твердого тела. Оказалось, что квантовые плазмоны, как и классические, проявляют весьма организованное поведение, которое можно ожидать, исходя из дальнедействующего характера кулоновских сил.

### 1.1.2 Плазмоны и магнитоплазмоны в двумерных электронных системах

При переходе из трехмерной в двумерную электронную систему плазменные колебания претерпевают значительные изменения. Одним из существенных отличий является то, что в пределе больших длин волн, т.е. при  $q \rightarrow 0$ , частота плазменных возбуждений стремится к нулю [44].

В двумерном случае в пределе бесконечной диэлектрической среды отклик плазмы на внешнее электромагнитное поле имеет вид:

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx} q}{\omega \varepsilon}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\sigma_{xx}$  – диагональная проводимость двумерного канала. В простейшем случае модель Друде

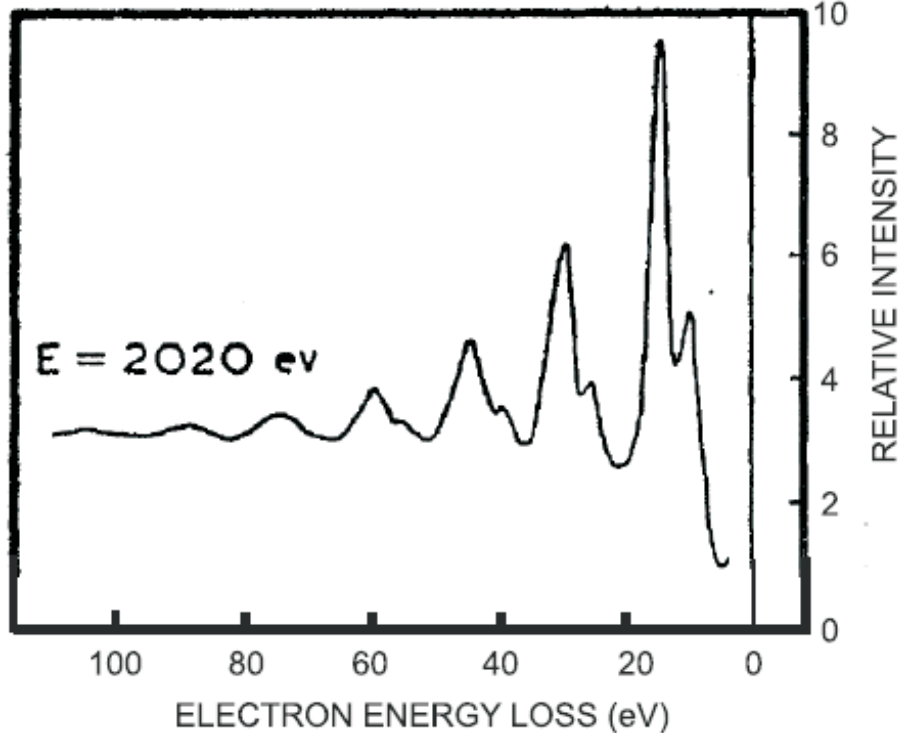


Рис. 1.2: Спектр энергетических потерь электронов при отражении от тонкой пленки Al. Энергия падающих электронов составляла 2020 эВ. Видно, что на кривой наблюдается более 10 пиков, обусловленные комбинацией потерь при энергиях 10.3 эВ (связаны с поверхностными плазмонами) и 15.3 эВ (связаны с объемными плазмонами) (из работы [43]).

дает следующие выражения для проводимости двумерных электронов:

$$\sigma_{xx} = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (5)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (6)$$

где  $n_s$  – концентрация электронов,  $m^*$  – их эффективная масса,  $\tau$  – время релаксации импульса двумерных электронов и  $\omega_c$  – циклотронная частота. Значение плазменной частоты может быть найдено из уравнения  $\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0$ .

В случае отсутствия внешнего магнитного поля и  $\omega\tau \gg 1$  дисперсия плазменных возбуждений, распространяющихся в двумерной электронной системе, находящейся в бесконечно протяженной диэлектрической

среде, находится непосредственно из уравнений (4)-(6) и задается выражением [44]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon} q, \omega_p \tau \gg 1, \quad (7)$$

Двумерный плазмон быстро затухает в случае  $\omega_p \tau \leq 1$ . Так же из выражения (7) видно, что двумерный плазмон в отличие от трехмерного имеет бесщелевой характер дисперсии. Также на вид дисперсионного закона влияет диэлектрическое окружение двумерной электронной системы, которая в реальных структурах находится в многослойном диэлектрическом окружении. На рис. 1.3 схематически показано данное окружение. Как следует из работы [45]:

$$\epsilon(q) = \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 \tanh q d_1 + \epsilon_0}{2 \epsilon_1 + \epsilon_0 \tanh q d_1} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_2 \tanh q d_1 + \epsilon_0}{2 \epsilon_2 + \epsilon_0 \tanh q d_1}, \quad (8)$$

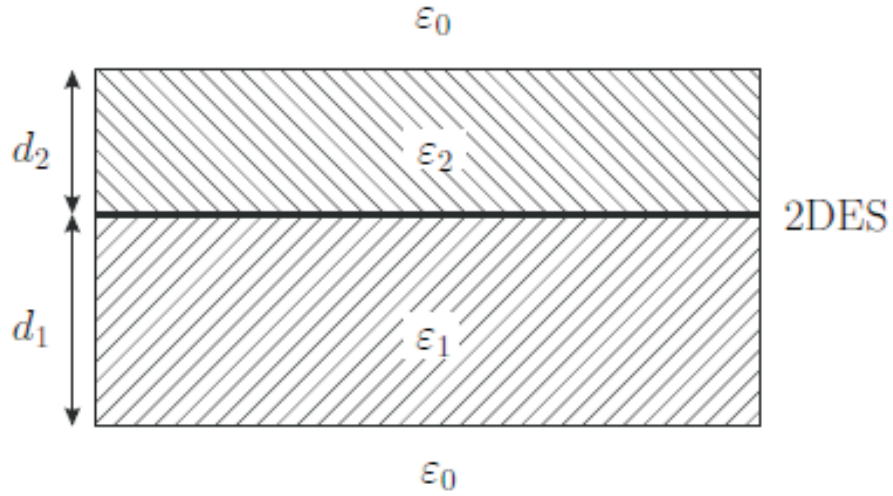


Рис. 1.3: Схематическое изображение многослойного диэлектрического окружения двумерной электронной системы.

Если электронная система находится между двумя полубесконечными диэлектрическими средами ( $d_1 = d_2 = \infty$ ) с проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  соответственно, то диэлектрическая функция примет простой вид  $\epsilon(q) = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ . В реальных структурах с конечными ширинами как са-

мого перехода, так и диэлектриков, можно использовать другую модель, которая предполагает  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = d$ ,  $\varepsilon_0 = 1$ ,  $\varepsilon_2 = \varepsilon$ :

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega} \frac{q}{1 + \varepsilon(\varepsilon \operatorname{th} qd + 1)/(\varepsilon + \operatorname{th} qd)}. \quad (9)$$

Аналогично рассмотрим МОП-структуры и гетероструктуры с затвором. В данном случае 2D электронный слой граничит с полубесконечным диэлектриком  $d_1 = \infty$  и проницаемостью  $\varepsilon_1$  с одной стороны, а с другой стороны лежит диэлектрик с  $d_2 = d$  с проницаемостью  $\varepsilon_2$ , который сверху покрыт металлом (т.е.  $\varepsilon_0 = \infty$ ). Из работы [46] для случая экранировки затвором двумерного электронного газа:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \operatorname{cth} qd}{2}. \quad (10)$$

Если внести образец с двумерной электронной структурой в магнитное поле так, чтобы вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  был направлен по нормали к поверхности структуры, то в дисперсии двумерного плазмона восстанавливается щель при нулевом квазиимпульсе. При рассмотрении двумерного плазмона в классическом магнитном поле можно воспользоваться выражением для  $\sigma_{xx}$  из модели Друде. Тогда магнитолевой спектр в случае  $\omega\tau \gg 1$  оказывается таким [6, 46]:

$$\omega(q_x, q_y) = [\omega_p^2(q_x, q_y) + \omega_c^2]^{1/2}, \quad (11)$$

где  $\omega_p(q_x, q_y)$  – частота двумерного плазмона.

В работах [2, 6, 7] рассказывается более подробно об экспериментальных исследованиях плазмонов и магнитоплазмонов в различных двумерных электронных структурах.

## 1.2 Краевые магнитоплазмоны (КМП) в двумерных электронных системах (ДЭС)

Краевой магнитоплазмон (КМП) – это коллективное возбуждение зарядовой плотности, которое распространяется вдоль границ исследуемой системы и локализуется у этих границ в больших магнитных полях. Интенсивное изучение данного типа колебаний идет уже на протяжении последних трех десятилетий. Впервые они были экспериментально обнаружены при исследовании поглощения ИК-излучения в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в виде диска с микронным диаметром [50]. В работах [47, 48] изучение КМП также проводилось и в перпендикулярном магнитном поле в двумерном электронном слое на поверхности жидкого гелия.

Причина столь долгих и активных изучений свойств КМП является некоторыми особенностями, которыми обладает краевой магнитоплазмон.

Во-первых, отсутствие щели в спектре  $\omega_{emp} \propto q \ln(1/|q|)$  ( $\mathbf{q}$  – волновой вектор краевого магнитоплазмона) с частотой значительно меньшей циклотронной частоты  $\omega_c$ . Распространение происходит только вдоль края двумерной электронной системы, направление “вращения” задается вектором индукции магнитного поля и внешней нормалью к краю системы. Если система ограничена, то поперечный волновой вектор плазменных возбуждений  $q$  начинает квантоваться и принимает ряд дискретных значений  $q = 2\pi n/L$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ,  $L$  – периметр структуры). Интенсивность плазменных возбуждений будет различной для различных мод [19]. Так же  $\omega_{emp}$  зависит от плотности двумерных электронов  $n_s$  и магнитного поля  $\mathbf{B}$ . Варьируя эти параметры, можно изменять частоту КМП в очень широких диапазонах: от ИК-частот в образцах с характерным размером нескольких десятков нанометров (квантовые точки, проволоки, кольца и т.д.) до микроволновых и даже аудио (кГц) частот в мак-

роскопических образцах. Во-вторых, в магнитных полях, отвечающих условию  $\omega_c\tau \gg 1$ , затухание КМП очень мало при  $\omega_{emp}\tau \gg 1$ , а так же при  $\omega_{emp}\tau \ll 1$ , а значит возможно его наблюдение на частотах меньших 1 ГГц. В-третьих, частота краевых магнитоплазмонов определяется холловским движением и пропорциональна холловской проводимости двумерной электронной системы  $\sigma_{xy}$ . Поэтому спектроскопия КМП используется для исследования как целочисленного, так и дробного квантового эффекта Холла [51, 52]. В-четвертых, длина, на которой происходит сильная локализация заряда КМП у края двумерной структуры, сравнима с шириной приграничной области образца, т.е. с шириной краевых электронных состояний. Значит, спектроскопию КМП также можно использовать как метод изучения безцелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми в сильном магнитном поле.

### 1.2.1 Теория краевых магнитоплазмонов

Впервые теоретическое рассмотрение краевых магнитоплазмонов было сделано Феттеров в работах [53–55]. Он рассматривал КМП на поверхности гелия и находил приближенное решение поставленной задачи в рамках классической гидродинамики. Основа его теории состояла в решении интегрального уравнения типа Винера-Хопфа с помощью аппроксимации логарифмически расходящегося ядра более простыми экспонентами. Такого рода подход обладает рядом недостатков, основные из которых это использование подгоночных параметров при согласовании теории с экспериментом и пренебрежение длиной локализации заряда КМП, характерной для двумерной электронной системы и играющей важную роль в формировании спектра и распределении потенциала и поля КМП. Волков и Михайлов в работах [56–58], используя феноменологический подход, который можно применять как к невырожденным электронным системам на поверхности гелия, так и к вырожденным в

полупроводниковых структурах, нашли точное аналитическое решение задачи КМП в модели резкого края двумерной электронной системы с геометрией бесконечной полуплоскости и предложили ряд аппроксимационных решений для более реалистичных моделей (на размытом краю двумерной системы в полоске и диске). Так же они проанализировали применимость общих результатов к различным двумерным электронным системам, где экспериментально наблюдаются КМП: электроны в гетероструктуре, в МДП-структуре и на поверхности жидкого гелия.

В работах [56, 57] рассматривался резкий край бесконечной полуплоскости ( $z = 0, x \geq 0, -\infty < y < \infty$ ), вдоль которого распространяется краевая магнитоплазменная волна. В случае сильного магнитного поля, когда  $|\sigma_{xx}/\sigma_{xy}| \ll 1$ , спектр КМП волны в длинноволновом пределе ( $q_y l \ll 1$ ) имеет вид:

$$\operatorname{Re} \omega \equiv \omega'(q_y) = -\frac{2q_y \sigma_{xy}}{\bar{\varepsilon}} \left( \ln \frac{2}{|q_y l|} + 1 + o(1) \right), \quad (12)$$

где  $q_y$  – волновой вектор КМП,  $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$  – средняя диэлектрическая проницаемость (в случае обычного гетероперехода), длина  $l$  определяется диагональной поляризуемостью двумерной системы:

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}(\omega)}{\omega \bar{\varepsilon}} = l_0 + i l_1, \quad (13)$$

где

$$l_0 = \operatorname{Re} l = -\frac{2\pi \sigma''_{xx}(\omega)}{\omega \bar{\varepsilon}}, \quad l_1 = \operatorname{Im} l = \frac{2\pi \sigma'_{xx}(\omega)}{\omega \bar{\varepsilon}}. \quad (14)$$

Принято, что  $\sigma'_{xx} \equiv \operatorname{Re} \sigma_{xx}$  и  $\sigma''_{xx} \equiv \operatorname{Im} \sigma_{xx}$ . Затухание, определяемое как  $\omega''(q_y) \equiv \operatorname{Im} \omega_y$  определяется максвелловским временем, т.е. временем распада заряда КМП под действием электрического поля, которое в двумерном случае определяется:

$$\omega''(q_y) \sim -2\pi\sigma'_{xx}|q_x|/\bar{\varepsilon}. \quad (15)$$

Длину формирования электрического поля КМП ( $|q_x|^{-1}$ ) можно оценить из условия исчезновения нормального тока на краю системы (следующего из отсутствия заряженного слоя при  $x = 0$ :  $q_x\sigma_{xx} + q_y\sigma_{xy} = 0$ , откуда следует:

$$\omega''(q_y) \sim -\frac{2\pi|q_y\sigma_{xy}|}{\bar{\varepsilon}} \frac{\sigma'_{xx}}{|\sigma'_{xx} + \imath\sigma''_{xx}|}. \quad (16)$$

Уравнения (12)-(16) содержат компоненты тензора проводимости на частоте КМП. Принимая во внимание, что  $\sigma'_{\alpha\beta} \equiv \text{Re}\sigma_{\alpha\beta}$  – четные, а  $\sigma''_{\alpha\beta} \equiv \text{Im}\sigma_{\alpha\beta}$  – нечетные функции  $\omega$ , то при малых частотах  $\omega$  достаточно рассмотреть только первые члены разложения  $\sigma_{\alpha\beta}$  по малому параметру  $\omega/\omega_0 \ll 1$ :

$$\sigma'_{xx}(\omega) \approx \sigma'_{xx}(0), \quad \sigma''_{xx}(\omega) \approx \sigma'_{xx}(0)\omega\tau^*, \quad \sigma_{xy}(\omega) \approx \sigma_{xy}(0), \quad (17)$$

где  $\tau^*$  – вещественный параметр размерности времени,  $\omega_0$  – характерная частота, которая определяет дисперсию  $\sigma_{\alpha\beta}$ . Применительно к модели Друде время  $\tau^*$  в сильных магнитных полях ( $\omega_c \gg |\omega + \imath/\tau|$ ) можно оценить как время упругой релаксации  $\tau$ , а в качестве  $\omega_0$  можно взять  $\omega_c$ . Если имеет место квантовый эффект Холла, то  $\omega_0$  по смыслу определяет характерную частоту движения электронов, локализованных в поле примесей [59]. Из работ [52, 58] можно сделать оценку  $\omega_0/2\pi > 35$  ГГц.

В случае  $\omega\tau^* \ll 1$  затухание краевого магнитоплазмона перестает зависеть от диссипативной компоненты проводимости  $\sigma'_{xx}$  и квантуется в режиме квантового эффекта Холла:

$$\omega''(q_y) \sim -2\pi|q_y\sigma_{xy}|/\bar{\varepsilon}. \quad (18)$$



Для высокочастотного предела ( $\omega\tau^* \gg 1$ ) имеем:

$$\omega''(q_y) \sim -\frac{2\pi|q_y\sigma_{xy}|}{\bar{\varepsilon}|\omega\tau^*|} \sim -\frac{\pi}{\tau^*} \left[ \ln \frac{1}{|q_y|l} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Важно заметить, что роль  $l$  для КПМ в приведенных выше выражениях для дисперсии и процесса затухания играет наибольшая из длин. В высокочастотном пределе, когда  $\omega\tau^* \gg 1$ ,  $|l| \approx l_0$ , а в низкочастотном  $\omega\tau^* \ll 1 - |l| \approx l_1$ . Из модели Друде понятен физический смысл  $l_0$ :

$$l(\omega)|_{\omega\tau \rightarrow \infty, \omega/\omega_c \rightarrow 0} \equiv l_0 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\varepsilon} \omega_c^2} = \frac{e^2 \nu}{\bar{\varepsilon} \hbar \omega_c}, \quad (20)$$

где  $\nu$  – степень заполнения уровней Ландау. Если  $\nu \sim 1$ , то  $l_0$  есть ни что иное, как расстояние, на котором циклотронная энергия становится равной энергии межэлектронного взаимодействия.

В пределе  $\omega \rightarrow 0$  (точнее  $\omega\tau^* \ll 1$ ) после интегрирования уравнения 12:

$$\omega'(q_y) \sim -\frac{2q_y\sigma_{xy}}{\bar{\varepsilon}} \ln \frac{|\sigma_{xy}(0)|}{\sigma'_{xx}(0)}, \quad (21)$$

В реальных структурах двумерный электронный слой имеет определенную конечную ширину  $d$ , и край имеет не резкую границу, а некую размытость (область, в которой измеряется равновесная концентрация вблизи границы системы). Ширина этой области  $w$ . Из работ [56, 57] явно следует, что в качестве  $l$  нужно выбрать максимальное из выше упомянутых длин  $l_0, l_1, d, w$ .

Если рассматривать не бесконечную полуплоскость, а более сложную геометрию (например, диск, кольцо, полосу, квадрат), то метод Винера-Хопфа уже нельзя применять, а значит нужно использовать приближенные методы. Вопреки этому полученные выше точные результаты можно применить и для таких систем, если заменить  $q_y$  на  $2\pi n/L$ , где  $L$  – пери-

метр образца,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . В случае диска радиуса  $R$ , в котором имеет место быть равномерное распределение электронной плотности с резкой границей, спектр дискретных краевых магнитоплазменных мод примет вид [56]:

$$\omega_n = \frac{2n\sigma_{xy}}{\varepsilon R} \left\{ \ln \frac{2R}{l} - \Psi(|n| + 1/2) + 1 + o(1) \right\}, \quad (22)$$

где волновой вектор  $q = -n/R$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\Psi$  – дигамма-функция.

Помимо работ Феттера и Волкова и Михайлова, была предложена теория о влиянии деполяризующих полей, возникающих в двумерном диске, моделируемый сплюсненным проводящим эллипсоидом [50]. В сильном магнитном поле для расчета частоты и затухания собственных колебаний двумерного диска было предложено аналогичное рассмотрение в работах [60–62]. Сильная неоднородность концентрации  $n_s(r)$  является одним из недостатков модели эллипсоида [63].

Для мезы в виде диска диаметром  $d$  в модели сплюсненного эллипсоида коллективные возбуждения имеют спектр [50]:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (23)$$

где  $\omega_c = eB/m^*c$  – циклотронная частота,  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске при нулевом магнитном поле, которая без эффектов запаздывания описывается выражением [50]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\varepsilon}} q, \quad (24)$$

где  $\bar{\varepsilon}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $q = 2, 4/d$  – волновой вектор КМП [14]. В пределе  $B \rightarrow 0$  мода с положительной магнитодисперсией  $\omega_+$  стремится к  $\omega_c$  и подобна магнитоплазмону в объеме (11). Нижняя мода в

больших магнитных поля ведет себя как  $1/B$ :

$$\omega_- \approx \frac{\omega_p^2}{\omega_c} \sim -\frac{\sigma_{xy}}{d\bar{\epsilon}}, \omega_c \gg \omega_p \quad (25)$$

и относиться к краевому магнитоплазмону, который распространяется по границе образца. Видно, что отличие  $\omega_-$  от выражения (12) состоит в множителе, который логарифмически зависит от параметров образца. Этот множитель был экспериментально обнаружен в работах [64, 65]. Его расхождение можно объяснить тем, что формула (12) получена в пределе  $q_y l \ll 1$ . Для образца, обладающего конечными размерами,  $q_y$  следует заменить на  $1/L$ , где  $L$  - характерная латеральная длина, тогда длинноволновой предел сводится к  $|l| \ll L$ . В то же время, как упоминалось выше, выражение (12) должно вместо  $l$  содержать  $w$  - ширину слоя обеднения у края структуры. Таким образом, условием, которое описывает спектр краевого магнитоплазмона, является:

$$w \ll |l| \ll L \iff \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon} L} \ll \omega_c^2 \ll \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon} w} \quad (26)$$

Видно, что дисперсия КМП, который движется вдоль края ограниченной системы, содержит зависящий от магнитного поля логарифмический фактор, который проявляется в средних полях, но не в сильных в пределе  $|l| \ll w$ . В случае квантовых точек или подобных структур с латеральной длиной  $L \simeq w$ , т.е. порядка 1 мкм, логарифмический фактор исчезает, и в больших магнитных полях асимптотика спектра краевого магнитоплазмона справедлива во всем диапазоне магнитных полей.

В режиме квантового эффекта Холла различия в затухании краевого магнитоплазмона в модели эллипсоида могут оказаться существенным. Так в работе [61] показано, что значения для  $\omega''$  в факторе заполнения  $\mu = 2$  на несколько порядков выше, чем вычисленные значения. Следовательно, модель эллипсоида нельзя применять к макроскопическим

двумерным системам в сильных магнитных полях.

В работе [57] также дана квантовая интерпретация краевого магнитоплазмона. Для образования одночастичного возбуждения в бесконечном образце нужна энергия порядка  $\hbar\omega_c$ , это в свою очередь приводит к образованию щели в спектре магнитоплазмонов (11). Из-за обеднения на краю двумерной системы уровни Ландау начинают изгибаться, что приводит к появлению ферми-точек (точек в пространстве центров осцилляторов Ландау, в которых уровень Ферми пересекает уровень Ландау), таким образом система обнаруживает свойства низкоразмерного металла. Появление низкочастотных краевых магнитоплазмонов в конечном образце обуславливается именно появлением бесщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми, отвечающие “скачущим” вдоль края электронам. Краевой магнитоплазмон является синфазным колебанием электронов всех ферми-точек, количество которых равно количеству заполненных уровней Ландау в полубесконечном образце. Помимо этого, если количество заполненных уровней Ландау равно  $N > 1$ , то также имеется  $(N - 1)$  ветвей низкочастотных возбуждений с акустическим спектром, которым отвечают противофазные движений ферми-электронов.

### 1.2.2 Экспериментальные исследования краевых магнитоплазмонов

Впервые краевые магнитоплазмоны были обнаружены в двумерной электронной системе на поверхности жидкого гелия в работах [47–49], где изучались дисперсии затухания стоячих резонансных волн. Ячейка для эксперимента была либо в форме параллелепипеда [47], либо цилиндра [48, 49], наполовину заполнялась жидким гелием, где на поверхности формировалась двумерная электронная система. Основные составляющие ячейки – два электрода, расположенных по вертикали на одинаковом расстоянии ( $d = 1$  мм) от двумерной системы. Для удержания

электронов на поверхности жидкого гелия на верхний, нижний и боковой электроды подавались соответствующие потенциалы. В работах Глатли [48, 49] двумерные электроны ограничивались сбоку цилиндрическим кольцом, радиус которого составлял 9 мм. В этих ячейках образовывался двумерный электронный диск радиуса  $R$ . Равновесное распределение заряда  $n_s(r)$  определялось статическими потенциалами электродов. Возбуждение краевых мод осуществлялось посредством меандровой линии передачи, которая располагалась на нижнем электроде. Частота возбуждений варьировалась от 1 до 400 МГц. Маст в своей работе [47] использовал прямоугольные электроды, размером  $1,8 \text{ см} \times 2,5 \text{ см}$ , которые были разделены на 3 равновеликие части, определяющие размер и профиль зарядовой плотности двумерной системы. Электроды помещались в плоскости верхней металлической пластины таким образом, чтобы размер двумерного слоя мог отличаться от размеров металлических электродов. Возбуждение краевой магнитоплазменной моды происходило путем подачи небольшого по амплитуде переменного напряжения к верхнему электроду, которое меняло локальную электронную плотность под этим электродом, что приводило к возникновению плазменных волн в системе. В работах Глатли [48, 49] изучение спектра краевого магнитоплазмона происходило в магнитных полях до 500 Гс. Можно показать, что в узком интервале относительно слабых магнитных полей ( $d \sim w \ll |l| \approx |l_0| \ll R/n$ ) экспериментальные результаты из работ [48, 49] удовлетворительно описываются на основании результатов расчетов для экранированного краевого магнитоплазмона на поверхности жидкого гелия (см. [56]). В работе [49] исследовался диапазон больших магнитных полей, где  $|l| \ll w \sim d$ ,  $\omega$  оказалась обратно пропорциональна  $B$ . Такое поведение согласуется с теоретическими результатами работы [56] для системы электронов на поверхности гелия, когда концентрация  $n_s(x)$  плавно меняется вблизи края на длине порядка  $w$ .

Впервые в твердых телах экспериментальное наблюдение краевого магнитоплазмона произошло в работе [50], где изучалось поглощение ИК-излучения в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Исследуемая структура состояла из двумерных дисков радиусом 3 мкм каждый. Расстояние между центрами дисков – 4 мкм. Концентрация электронов составляла  $5,5 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$ , подвижность –  $2,5 \times 10^5 (\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с})$ . Измерения поглощения ИК излучения проводились при температуре  $T = 1,4 \text{ К}$  и в полях до 7 Тл. В нулевом магнитном поле резонанс наблюдался на частоте размерно-квантованного двумерного плазмона. С увеличением магнитного поля плазменная частота расщепляется на две ветви, одна с положительной магнитодисперсией, которая асимптотически выходит на циклотронную частоту, а вторая с отрицательной магнитодисперсией, стремящейся к нулю. Объяснение этого эксперимента предложено в той же работе Алленом и основано на модели сплющенного эллипсоида (см. (23)), которая удовлетворительно описывает экспериментальные результаты, где в качестве подгоночного параметра используется плазменная частота  $\omega_p$ . С ростом магнитного поля все же происходит незначительное отклонение теоретической кривой (23) от экспериментальной, которое, по-видимому, можно связать с влиянием логарифмического фактора, зависящего от  $B$  [56].

Изучение краевого магнитоплазмона в GaAs/AlGaAs гетеропереходе с применением волноводной методики осуществлялось в работе [66]. Исследовались диски различных диаметров (14-41 мкм). Экспериментальная методика состояла в измерении мощности микроволнового излучения  $P$ , прошедшего через образец и поляризованного перпендикулярно падающей волне (геометрия Фарадея). Измеренная мощность  $P$  показала квадратичную зависимость от холловского отклика на внешнее микроволновое поле и продемонстрировала резонансное поведение вблизи магнитных полей, для которых частота падающей волны совпадает с

частотой краевого магнитоплазмона. Величины полученных магнитных полей удовлетворительно согласуются с уравнением (23), где использовались друдевские формулы для  $\sigma_{\alpha\beta}(\omega)$ . Аппроксимационные формулы из работ [55] и [60] дают расхождение порядка 50% с экспериментом.

Исследование макроскопических структур на основе GaAs/AlGaAs гетероструктур (3 мм×3 мм×0,4 мм) проводились в работах [58, 61, 66]. Говорков помещал образцы в максимум электрического поля проходного перестраиваемого резонатора СВЧ [61]. Вектор электрического поля был направлен параллельно поверхности образца, а магнитное поле по нормали к поверхности. Резонатор через две коаксиальные линии соединялся с генератором и супергетеродинным приемником. Характерная подвижность образцов –  $10^5$  (см<sup>2</sup>/В·с). Исследовалась зависимость амплитуды СВЧ волны, прошедшей через резонатор, от внешнего магнитного поля на разных частотах  $\omega$  при температуре жидкого гелия. Также измерялась ширина резонансных линий краевого магнитоплазмона  $\Delta\omega$  в области холловского плато  $i = 2$ , где  $\omega/\Delta\omega \approx 20$ . Сравнение полученных результатов с моделью сплющенного эллипсоида, в которой  $\Delta\omega \sim \sigma'_{xx}$  и отношение  $\Delta\omega/\omega$ , равное  $2\sigma'_{xx}/\sigma_{xy}$ , составляет порядка  $10^{-4}$  для данного образца при  $i = 2$ . Вывод: затухание краевого магнитоплазмона, полученное в данной работе, не может быть объяснено в рамках этой модели. Но в то же время экспериментальные данные не противоречат результатам точной теории [56] в высокочастотном пределе.

Для расширения диапазона измеряемых частот и получение более подробной информации о спектре краевого магнитоплазмона Волков и Галченков, в работах [58] и [66] соответственно, использовали нерезонансные измерительные ячейки. Образец находился между двумя электродами, заключенными в цилиндрический заземленный экран. Проводились измерения зависимости напряжения на квадратичном детекторе от магнитного поля. Частота варьировалась в диапазоне от 0,05 до 5 ГГц. В

эксперименте наблюдались особенности, возникающие в этих зависимостях и связанные с возбуждением краевых мод в исследуемой структуре. В этих работах была измерена зависимость верхней ветви магнитоплазменных колебаний  $\omega'_+(B)$  и затухания  $\omega''_+(B)$  от магнитного поля для различных образцов с разными  $n_s$  и  $\mu$ . В структурах с достаточно низкой подвижностью ( $\mu = 2 \times 10^4$  (см<sup>2</sup>/В·с)) при температуре жидкого гелия в зависимости  $\omega''_+(B)$  наблюдались плато и слабо осциллирующая зависимость частоты краевого магнитоплазмона. Вблизи плато  $i = 2$  и  $i = 4$  затухания краевого магнитоплазмона находятся в количественном согласии с теорией [56] для случая низкочастотного предела.

Сравнение магнитополевых зависимостей для образцов с одинаковой концентрацией, но разной подвижностью, описано в [66]. Из данной работы видно, что изменение подвижности не оказывает существенного влияния на частоту краевой моды, но в то же время приводит к серьезной модификации зависимости затухания краевого магнитоплазмона от магнитного поля. С ростом подвижности плато на зависимости  $\omega''_+(B)$  превращаются в осцилляции, при этом в центрах холловских плато наблюдается резкое уменьшение затухания краевого магнитоплазмона.

Авторы работы [67] измеряли спектры краевого магнитоплазмона в гетеропереходах GaAs/AlGaAs с различной концентрацией, изменяющаяся в пределах от  $7,8 \times 10^{10}$  до  $4 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Подвижность при этом составляла от  $0,9 \times 10^4$  до  $1,5 \times 10^4$  (см<sup>2</sup>/В·с) при температуре  $T = 2$  К. Возбуждающей системой служили меандровые линии передач, которые являлись частью широкополосного спектрометра. Удалось зафиксировать и исследовать аж 7 нижайших краевых мод в полях до 24 Тл. Было обнаружено, что частота краевого магнитоплазмона линейно зависит от волнового вектора, а вблизи холловского плато с целочисленными значениями зависимость частоты краевой моды от фактора заполнения имеют ярко выраженные локальные максимумы. В случае же приближения



фактора заполнения в полупространстве значению, линии резонанса значительно уширялись и вовсе исчезали. Эти особенности так же могут быть качественно объяснены с помощью теории [56].

В последнее время свойства краевого магнитоузла интенсивно изучались с помощью ИК спектроскопии на микроскопических полупроводниковых структурах с более низкой размерностью [68–77]. Теоретические результаты по исследованию магнитоузлов возбуждений в таких системах представлены в ряде работ [78–81]. Также крайние магнитоузлы исследовались с помощью новых экспериментальных методик (например пикосекундной методики) [82], в системах с различными носителями заряда (2D дырки) [83], а также при их взаимодействии с акустическими волнами. Основные свойства крайних магнитоузлов – их слабое затухание в сильных магнитных полях и связь с КЭХ – были экспериментально подтверждены.

Большое количество работ, опубликованных в последнее время, об исследовании краевого магнитоузла, распространяющегося вдоль границы вигнеровского кристалла [84], параметрическому возбуждению КМП [85], а также другим родственными задачам [17], говорят об интересе к исследованию свойств крайних магнитоузлов возбуждений в низкоразмерных электронных структурах.

### **1.3 Экранирование плазменных колебаний**

Скорость плазменных волн значительно превосходит дрейфовую скорость электронов, что обуславливает практическое применение плазменных возбуждений в электронных приборах. На ряду с этим существует возможность управлять дисперсией плазмонов с помощью изменения геометрии образца или диэлектрического (металлического) окружения такой структуры. Любой электронный прибор, основанный на распро-

странении и возбуждении плазменных колебаний, помимо самого двумерного слоя обязательно включает в себя контролирующие элементы в виде контактов или управляющих металлических затворов. Влияние металлических затворов, расположенных сверху или снизу по отношению к электронному каналу, на дисперсию плазменных волн было подробно изучено как теоретически, так и экспериментально [18]. Вместе с тем влияние боковых металлических затворов на дисперсию плазменных возбуждений до настоящего времени не исследовалось экспериментально. Теоретическое рассмотрение плазменных колебаний в полоске двумерных электронов при латеральном (боковом) экранировании металлическими контактами было проведено в работах [86–89]. В работе [86] производился численный расчет спектра плазменных колебаний в диоде с двумерным электронным каналом, который находится между двумя идеальными контактами, без учета эффектов запаздывания (см. рис. 1.4). Основным эффектом заключается в том, что двумерные электроны во время своего движения индуцируют заряды в контактах, которые начинают взаимодействовать с плазменной волной, тем самым меняя её спектр. В решении использовалась гидродинамическая модель, которая включала в себя уравнение неразрывности и уравнение Эйлера. Если считать распределение электронной плотности как  $\Sigma(x, t) = \Sigma_\omega \exp(-i\omega t)$ , а скорость электронов вдоль канала  $u(x, t) = u_\omega \exp(-i\omega t)$ , тогда линеаризованные уравнения непрерывности и Эйлера примут вид:

$$-i\omega \Sigma_\omega + \Sigma_0 \frac{\partial u_\omega}{\partial x} = 0, \quad (27)$$

$$(\nu - i\omega)u_\omega = \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi_\omega}{\partial x} \Big|_{z=0}. \quad (28)$$

Самосогласованный электрический потенциал  $\varphi(x, z, t) = \varphi(x, z) \exp(-i\omega t)$  должен удовлетворять уравнению Пуассона:

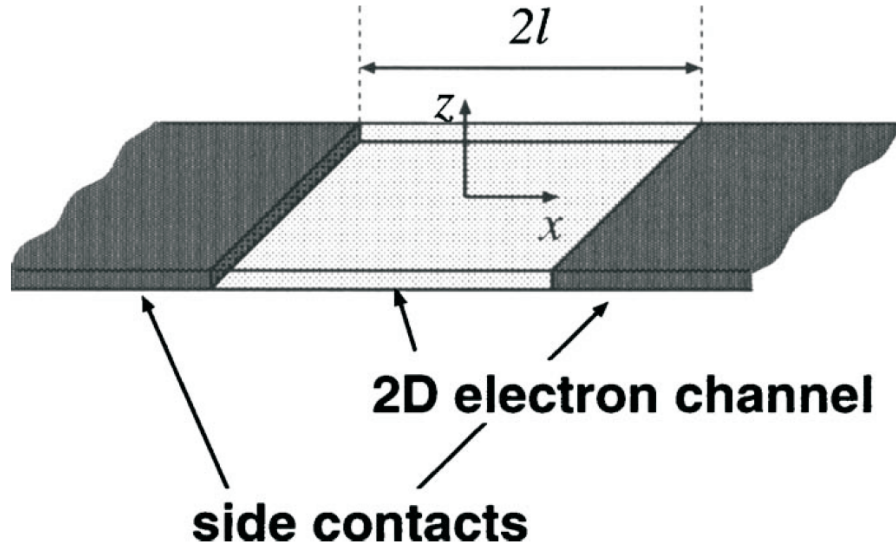


Рис. 1.4: Схематический вид рассматриваемого диода с электронным каналом между двумя идеальными контактами

$$\frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial^2 z} = \left( \frac{4\pi e}{\varepsilon} \right) \Sigma_0 \delta(z), \quad (29)$$

Здесь  $e = |e|$ ,  $m$  и  $\nu$  – заряд, эффективная масса и частота столкновений соответственно,  $\Sigma_0$  – стационарное значение электронной плотности в канале,  $\varepsilon$  – диэлектрическая константа, одинаковая для окружения сверху и снизу канала. Ось  $z$  направлена перпендикулярно каналу. Граничные условия для идеального контакта в данном случае выглядят таким образом:

$$\varphi_\omega|_{|x| \geq l, z=0} = 0. \quad (30)$$

С учетом граничных условий (30) и предположения, что контакты омические (т.е. электроны могут свободно проходить сквозь границу), получается:

$$\omega \sim \Omega \sqrt{\lambda}, \quad (31)$$

где  $\Omega$  – характерная плазменная частота двумерных плазмонов, задаваемая выражением  $\Omega = (2\pi^2 e^2 \Sigma_0 / m \varepsilon l^{1/2})$ . Коэффициент смягчения  $\lambda$

определяется формой контакта и составлял порядка 90%.

Аналогичный случай, но только для неидеального контакта был рассмотрен в работе [87]. Применяя аналогичные рассуждения и формулы, было посчитано, что плазменная частота смягчается на 20 – 40% в зависимости от различных параметров. Также в этих работах было показано, что затухание плазменных волн может заметно вырасти за счет конечной проводимости латеральных контактов.

Эффекты запаздывания, а также наличие внешнего магнитного поля были учтены в работах [88, 89]. Было показано, что в нулевом магнитном поле наличие контактов приводит к дополнительному радиационному уширению плазмон-поляритонных резонансов и увеличению их амплитуды (поглощение растет за счет того, что контакты начинают работать как антенны). При наличии магнитного поля контакты влияют по-разному на степень поглощения поляризационной волны. В этих работах коэффициент смягчения получился чуть больше, чем в рассмотренных выше теоретических работах.

К сожалению, экспериментальных исследований влияния латерального экранирования на дисперсию магнитоплазменных колебаний до этого момента не проводилось.

#### **1.4 Магнитоплазменные резонансы в сильном параллельном магнитном поле**

В двумерных электронных системах движение электронов перпендикулярно двумерному слою квантовано, поэтому возможно только в плоскости двумерного слоя. Использование наклонного магнитного поля – распространенный тест на двумерный характер движения электронов в системе. При этом считается, что движение электронов в двумерном канале чувствительно только к нормальной компоненте магнитного поля,

поэтому отклонение направления магнитного поля от нормали  $\theta$  приводит к сдвигу характерных осцилляций и резонансов в сторону более сильных магнитных полей как  $\cos(\theta)$  [2]. В реальных же квазидвумерных системах, имеющих ненулевую толщину двумерного слоя, параллельное магнитное поле перемешивает волновые функции различных размерно-квантованных подзон, что приводит к уменьшению энергии расщепления между размерно-квантованными подзонами, к изменению эффективной массы электронов и ее анизотропии и, соответственно, изменению плотности состояний и энергии Ферми двумерных электронов.

Теоретически влияние параллельного магнитного поля на эффективную массу двумерных электронов исследовалось в работах [90,91]. Смерка в своей работе рассматривал двумерный электронный газ в скрещенном магнитном поле в случае сильной составляющей, параллельной интерфейсу GaAs/AlGaAs, и слабой компоненты, ориентированной по нормали к образцу. Если ось  $z$  направить перпендикулярно поверхности образца, то вектор наклонного магнитного поля можно записать как  $B = (0, B_y, B_z)$ . В таком случае соответствующий одноэлектронный Гамильтониан примет вид:

$$H = \frac{1}{2m}(p - eA)^2 + V_{conf}(z), \quad (32)$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и эффективная масса электронов соответственно  $V_{conf}(z)$  – потенциал, ограничивающий электрон в  $x - y$  плоскости. Вектор-потенциал выбран в виде  $A = (-B_z y + B_y z, 0, 0)$ , который можно представить в виде суммы  $A = A_{\perp} + A_{\parallel}$ , где  $A_{\perp} = (-B_z y, 0, 0)$  и  $A_{\parallel} = (-B_y z, 0, 0)$  описывают параллельную и перпендикулярную составляющие.

В этом случае новые канонические импульсы можно записать так:

$$\begin{aligned}\pi_x &= p_x - eA_{\perp x} = p_x - m\omega_z y \\ \pi_y &= p_y - eA_{\perp y} = p_y\end{aligned}\tag{33}$$

где  $\omega_z = eB/mc$ . Эти импульсы соответствуют движению электрона в плоскости и перпендикулярная компонента магнитного поля  $B_z$  входит в Гамильтониан исключительно через них.

Для правильного описания данной системы нужно использовать квантовомеханический подход, уравнения которого будут достаточно сложны для анализа. Поэтому воспользуемся несколькими допущениями для упрощения модели. Во-первых, в связи с тем, что перпендикулярная составляющая достаточно слаба, поэтому под уровнем Ферми будет находиться очень много уровней Ландау. Такую систему, как известно, можно описать как квантовомеханически, так и квазиклассически. Поэтому для упрощения будем использовать квазиклассический подход.

Энергетический спектр данного Гамильтониана формируется подзонами и собственная энергия  $E_n(k_x, k_y)$  является непрерывной функцией волновых векторов  $k_x$  и  $k_y$ . Т.к. перпендикулярная составляющая магнитного поля уже содержится в волновой компоненте  $k_x$  ( $\pi_x = \hbar k_x$ ), поэтому Гамильтониан описывает двумерную электронную систему только в параллельном поле  $B = (0, B_y, 0)$ . Форма подзон определяется как ограничивающим потенциалом, так и параллельным полем и может быть точно получена в самосогласованном численном счете.

Во-вторых, если ограничиться только одной подзоной, тогда эффективного Гамильтониана  $H_{eff}$  для движения электронов в параллельном магнитном поле можно получить из  $E_n(k_x, k_y)$  путем обратной подстановки  $k_x \rightarrow \pi_x/\hbar, k_y \rightarrow \pi_y/\hbar$ :

$$H_{eff} = E_n(\pi_x, \pi_y)\tag{34}$$

и данный эффективный Гамильтониан будет использоваться для описания движения электронов в плоскости стандартными выражениями:

$$\begin{aligned}\dot{x} &= \partial H_{eff}/\partial p_x & \dot{y} &= \partial H_{eff}/\partial p_y \\ \dot{p}_x &= -\partial H_{eff}/\partial x & \dot{p}_y &= -\partial H_{eff}/\partial y\end{aligned}\quad (35)$$

Откуда можно получить выражения для скорости:

$$v_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial k_x} \quad v_y = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial k_y} \quad (36)$$

Далее рассматривается модель, в которой ограничивающий потенциал в плоскости  $x - y$  задан гармонической функцией  $V_{conf} = m\Omega^2 z^2/2$ . Предположив сначала, что  $B_z = 0$  можно сразу получить:

$$E_n(k_x, k_y) = \hbar\tilde{\omega}(n + 1/2) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\tilde{m}} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \quad n = 0, 1, \dots \quad (37)$$

где  $\tilde{\omega} = (\omega_y^2 + \Omega^2)^{1/2}$ ,  $\omega_y = |e|B_y/m$  и  $\tilde{m} = m\tilde{\omega}^2/\Omega^2$

Анизотропия, наводимая параллельным магнитным полем, описывается эффективной массой  $\tilde{m}$  для  $x$ -компоненты скорости электрона, которая растет с увеличением  $B_y$ . При этом Ферми-поверхность принимает вид эллипса. В нулевом магнитном поле радиус Ферми-сферы  $k_{0F}$  можно найти из энергии  $E_{0F} = \hbar^2 k_{0F}^2/2m$ . Принимая во внимание изменения в энергетическом спектре энергии Ферми благодаря параллельному магнитному полю, выражение  $E_F = E_n(k_x, k_y)$  для определения Ферми-поверхности может быть переписано:

$$k_{0F}^2 = \frac{\Omega}{\tilde{\omega}} k_x^2 + \frac{\tilde{\omega}}{\Omega} k_y^2 \quad (38)$$

А из выражения для циклотронной эффективной массы:

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\pi} \oint \frac{dk}{|\nabla_k E|} \quad (39)$$

можно получить:

$$m_c = \sqrt{m\tilde{m}} \quad (40)$$

Соответствующая циклотронная частота может быть записана как  $\omega_c = \Omega\omega_z/\tilde{\omega}$ .

Полученные результаты стоит сравнить с точным решением, полученным для параболической квантовой ямы в параллельном магнитном поле [92, 93]:

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2}\{[\omega_y^2 + (\omega_z + \Omega)^2]^{1/2} \mp [\omega_y^2 + (\omega_z - \Omega)^2]^{1/2}\} \quad (41)$$

Легко показать, разложение данного выражения в точности соответствует приведенному приближенному методу:

$$\omega_1 \approx \frac{\Omega}{\tilde{\omega}}\omega_z \quad \omega_2 \approx \tilde{\omega} \quad (42)$$

Результаты самосогласованного расчета зависимости циклотронной массы от значения параллельного магнитного поля представлены на рисунке 1.5.

Итого из выше сказанного видно, что в случае сильного параллельного магнитного поля, когда магнитная энергия  $\hbar\omega_c$  сравнима с энергией межподзонного квантования  $\hbar\Omega_0$ , эффективная масса двумерных электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю, растет пропорционально квадрату параллельного магнитного поля как  $\omega_{||}/\Omega_0$ , в то время как масса вдоль направления поля остается неизменной. Это приводит к тому, что плотность состояний увеличивается с ростом параллельного поля, а энергия Ферми двумерных электронов уменьшается.

Экспериментальное изучение влияния параллельного магнитного поля на энергетический спектр двумерных электронов исследовалось методом далекого ИК поглощения в области плазменных [94] переходов.



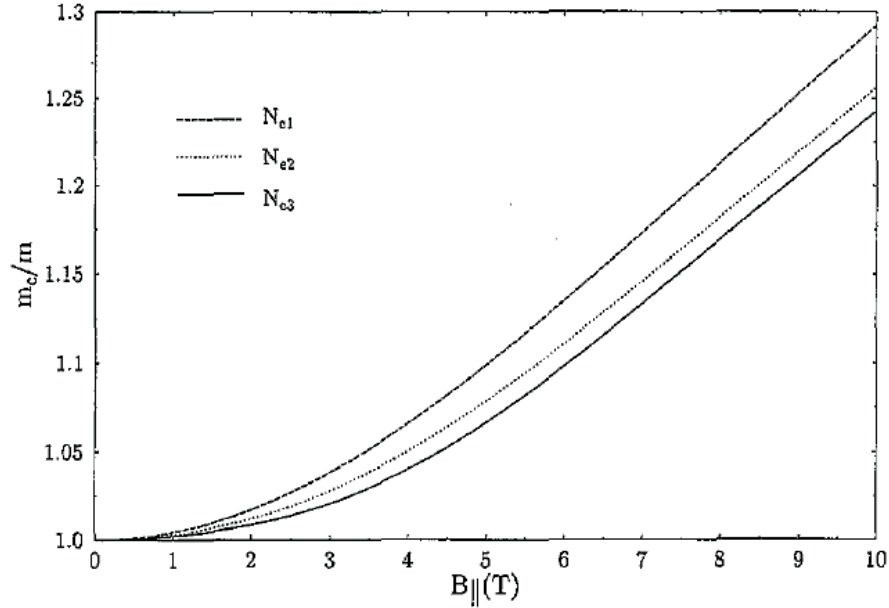


Рис. 1.5: Самосогласованные расчеты зависимости эффективной циклотронной массы электрона от параллельного магнитного поля для различных концентраций электронов:  $N_{e1} \approx 1.8 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$ ,  $N_{e2} \approx 3.4 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$  и  $N_{e3} \approx 5.4 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$

В работе [95] изучались циклотронные переходы и зависимость затухания осцилляций магнитопроводимости как функции температуры. Подробнее остановлюсь на данной работе, т.к. она представляется мне одной из значимых в данной теме. Образец, который был выбран для исследований, представлял собой GaAs/AlGaAs гетеропереход, изготовленный методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для изучения циклотронных резонансов образец имел вид квадрата  $8 \times 8 \text{см}^{-2}$ , для магниторезистивных исследований – стандартный холл-бар длиной 1100 мкм на 100 мкм. Концентрация составляла  $5.2 \times 10^{11} \text{см}^{-2}$ , подвижность  $\mu = 4.1 \times 10^5 \text{ (см}^2/\text{В} \cdot \text{с)}$ . Из подвижности можно сказать, что качество образцов достаточно хорошее.

Циклотронная масса в экспериментах на пропускание считалась по положению минимумов функции пропускания от магнитного поля исходя из выражения:

$$m_c = \frac{|e|B_{\perp}\lambda}{2\pi c} \quad (43)$$

где  $B_{\perp}$  – перпендикулярная компонента магнитного поля,  $\lambda$  – длина волны лазера.

На рис. 1.6 показаны кривые пропускания в зависимости от внешнего магнитного поля. Угол между нормальную к поверхности образца и внешним магнитным полем составлял  $\alpha = 43^{\circ}47'$ , тем самым при увеличении магнитного поля росла и его параллельная составляющая. Вывод, который можно сделать отсюда, заключается в том, что циклотронная масса растет с увеличением параллельной составляющей магнитного поля.

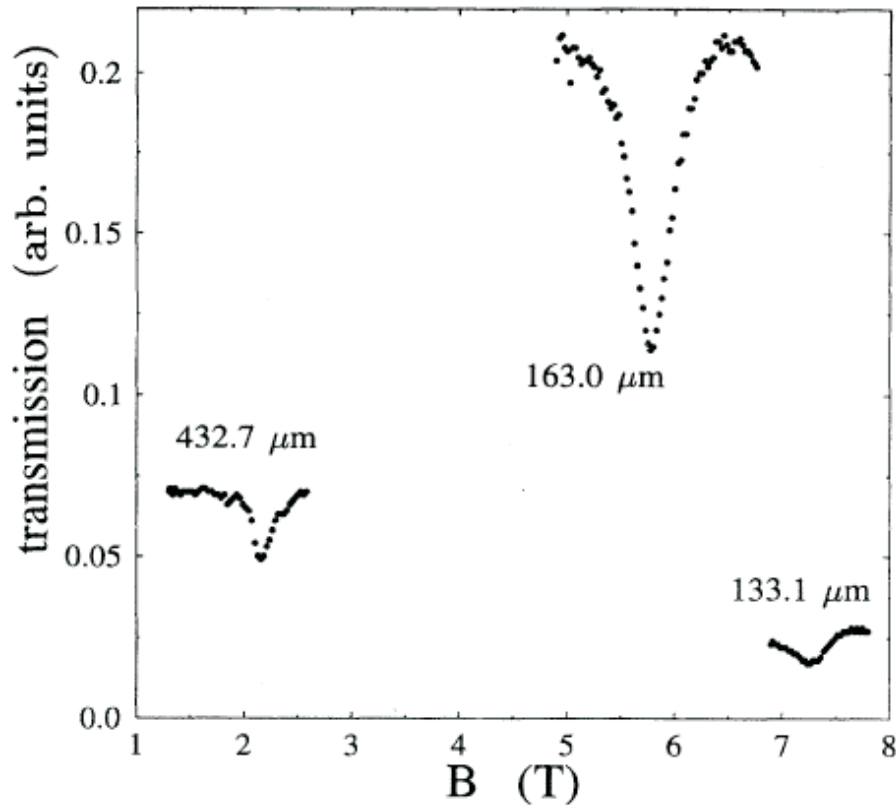


Рис. 1.6: Типичные кривые для коэффициента пропускания инфракрасного излучения сквозь наклонный образец. Угол между нормалью образца и магнитным полем  $\alpha = 43^{\circ}47'$ . Температура  $T \approx 2$  К.

Вторая часть исследований посвящена измерениям осцилляций Шуб-

никова-де-Гааза также в наклонном магнитном поле при изменении температуры (см. рис. 1.7). Как известно, осцилляционная часть магнитосопротивления пропорциональна осцилляциям плотности состояний двумерного электронного газа [96]:

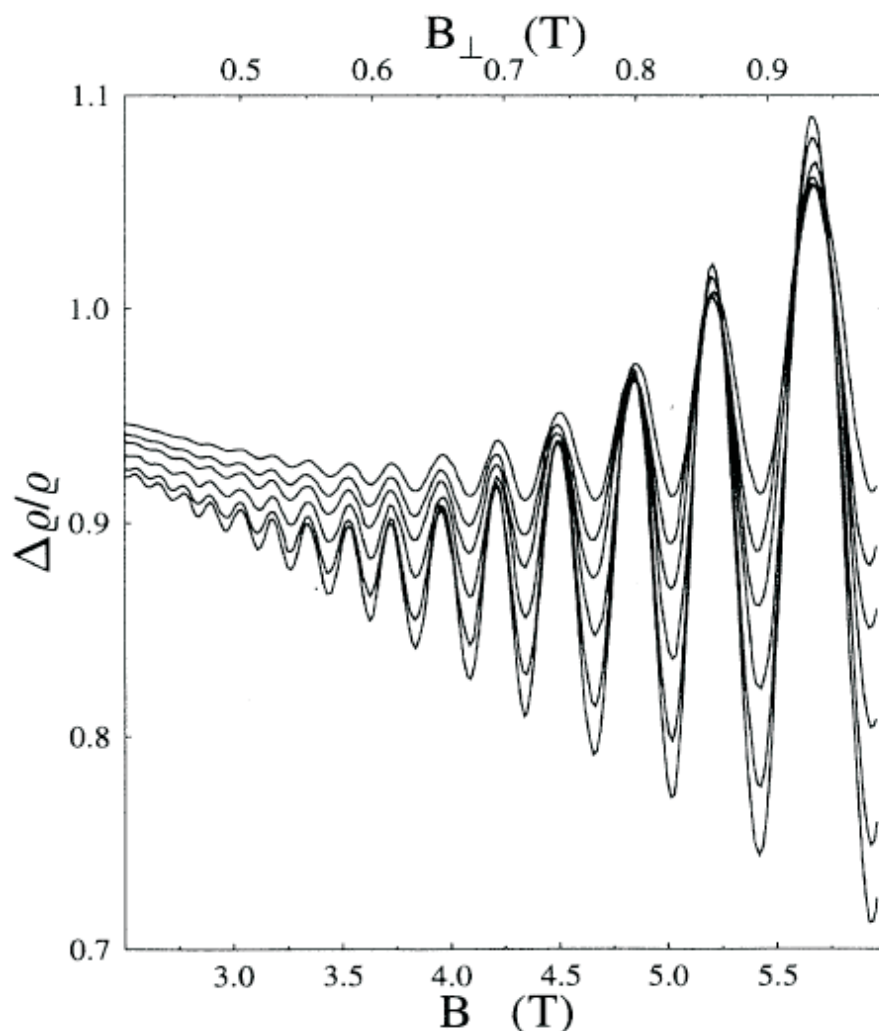


Рис. 1.7: Примеры кривых магнитосопротивления для образца, находящегося под углом  $\alpha = 9^{\circ}30'$  относительно магнитного поля, для температур 2,70 К, 2,88 К, 3,15 К, 3,41 К, 3,59 К и 3,82 К.

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \propto \frac{\Delta g}{g} = 2 \sum_{s=1}^{\infty} \frac{X}{\sinh X} \exp\left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau}\right) \times \cos\left(\frac{2\pi^2 N_e s}{|e| B_{\perp}} - \pi s\right) \quad (44)$$

где температурный фактор  $X$  дается выражением:

$$X = \frac{2\pi^2 k_B T m_c}{\hbar |e| B_{\perp}} \quad (45)$$

Было проверено, что при нулевом магнитном поле масса, полученная из этих рассуждений, находится в хорошем согласии с табличными данными.

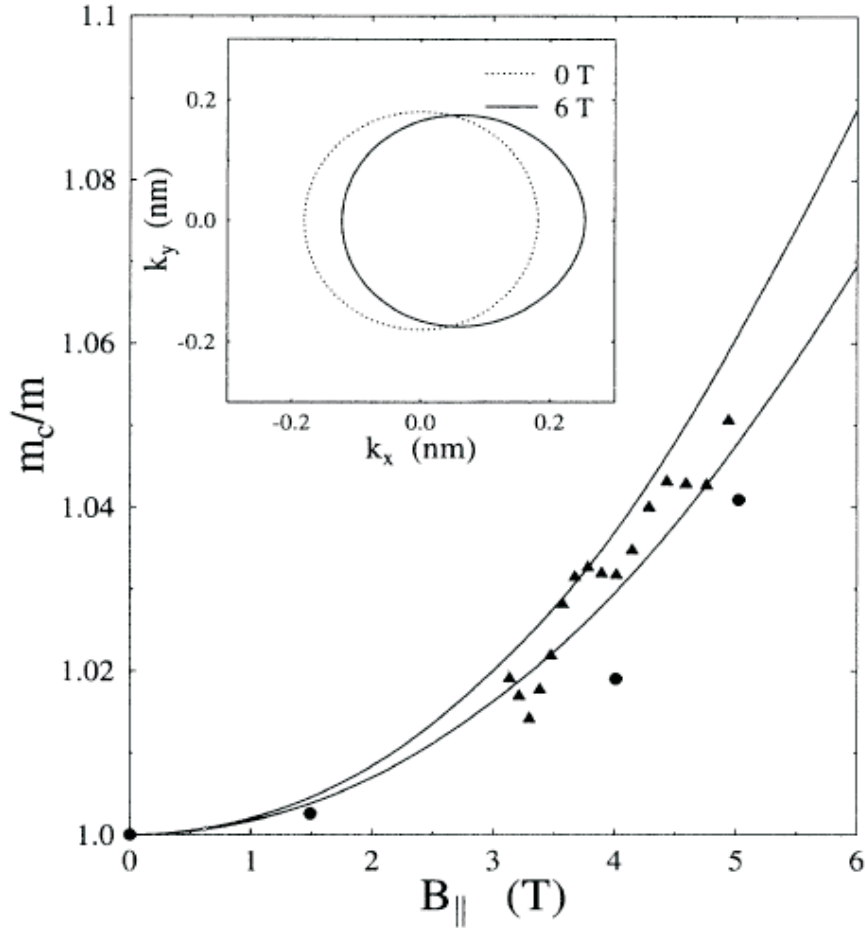


Рис. 1.8: Относительное изменение эффективной циклотронной массы, полученное из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова-де-Гааза (треугольники) и измерений циклотронного резонанса методом поглощения (кружки). Верхняя линия – теоретическая кривая, посчитанная для концентрации акцепторов  $N_a = 1.3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , вторая линия –  $N_a = 2.3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Вставка показывает изменение линии Ферми, соответствующее меньшей концентрации, при приложении параллельного магнитного поля  $B_{\parallel}$

На рис. 1.8 показано изменение эффективной циклотронной массы, полученной из анализа температурной зависимости осцилляций Шубни-

кова-де-Гааза. Возрастание циклотронной массы наблюдается на уровне 5–7% в максимальном магнитном поле 5 Т. Также показаны для сравнения теоретические расчеты, которые находятся в достаточном согласии с экспериментом.

Также некоторое увеличение энергии магнитоплазмонов, связанное с анизотропией массы двумерных электронов вдоль и поперек магнитного поля ( $\sim 0.07$ ), наблюдалось в экспериментах по неупругому рассеянию света на магнитоплазменных возбуждениях в системе двумерных электронов [97].

Надо заметить, что в большинстве работ по изучению влияния параллельного магнитного поля на эффективную массу двумерных электронов использовалась геометрия с наклонным магнитным полем, при этом исследовались эффекты чувствительные к нормальной компоненте магнитного поля. Недостатком такого подхода является то, что в эксперименте одновременно меняются как перпендикулярная, так и параллельная каналу компоненты магнитного поля, что приводит к тому, что по мере увеличения полного магнитного поля влияние параллельной компоненты поля на эффективные массы двумерных носителей постоянно изменяется.

## 1.5 Плазменные и магнитоплазменные возбуждения в гетеро-переходе ZnO/MgZnO

Наноструктуры на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  (такие как квантовые ямы, нити, точки, сверхрешетки) изучаются уже последние несколько десятков лет. Изначально качество изучаемых структур не было хорошим, но по мере совершенствования технологии чистки, роста, производства основных компонент удалось получить структуры отличного качества и зарегистрировать новые эффекты, связанные с двумерным

характером движения электронов.

В последнее время большое внимание привлекли к себе низкоразмерные структуры на основе широкозонных полупроводников типа  $A^{III}B^{VI}$ . Основным интересом в исследовании этих структур состоит в том, что на основе таких соединений возможно создание полупроводниковых лазеров с длиной волны несколько сотен ангстрем (зеленая и синяя область спектра). Изначально интенсивные исследования были сфокусированы на гетеропереходе типа ZnSe, но затем InGaN проявил более интересные свойства. Апогеем стало разработка и демонстрация лазеров с длиной волны из синей области спектра [98–100]. Аналогичным широкозонным полупроводником, который, к сожалению, не был удостоен пристального внимания за последние 20 лет, является ZnO. Первые серьезные изучения оксида цинка относятся к 70-м годам прошлого века. В обзорных статьях [101, 102] рассказывается о различных методах по созданию обогащенного n-слоя на кристаллах ZnO. Измерение проводимости и коэффициента Холла на полярных Zn- и O-поверхностях и на неполярной поверхности, полученных при помощи скола в вакууме с последующим отжигом в атмосфере кислорода и водорода, приводится в работах [103–105]. Посредством приложения импульсного напряжения в электролите были получены сильно обогащенные слои с концентрацией  $n_s \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . В этих слоях измерялась зависимость плотности индуцированного заряда от высоты барьера на поверхности [106–108]. Теоретические расчеты для структуры подзон приводят к результатам, которые вполне неплохо согласуются с экспериментом. При освещении кристалла ZnO в вакууме светом с межзонной энергией и облучении термализованными ионами  $\text{He}^+$  можно получить слои предельно сильного обогащения. В таких слоях измерялась зависимость холловского подвижности и подвижности эффекта поля от концентрации носителей заряда. Осцилляции зависимости подвижности от  $n_s$  при малых концен-

трациях были показаны в работах [104, 105, 109, 110]. Подвижность при комнатной температуре была порядка  $100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . При максимальных значениях  $n_s$  подвижность становится ниже данной величины. Так же в образцах ZnO было обнаружено большое отрицательное магнитосопротивление [111, 112], меняющееся как  $(H/T)^2$  в большом интервале магнитных полей и температур. Возникло предположение, что основными рассеивателями в таких системах могут выступать положительные поверхностные заряды, которые группируются в большие кластеры с большими магнитными моментами. Был также исследован и объяснен на языке двумерных плазмонов спектр энергетических потерь медленных электронов [113, 114].

Оксид цинка обладает огромной энергией экситона, равной 60 мЭв, которая должна позволить проявиться лазерным механизмам даже при комнатной температуре. Около 15 лет назад была продемонстрирована лазерная генерация ультрафиолетового излучения при сверх низких температурах [115–121]. Самым замечательным фактом в исследовании оксида цинка была демонстрация лазерной генерации на тонких пленках при комнатной температуре [122, 123]. Дальнейшее изучение и нахождении других технических применений оксида цинка подразумевает изготовление различных структур на его основе, как то квантовые ямы и т.д.

Отличительной особенностью низкоразмерных систем на основе ZnO от хорошо изученных соединений типа GaAs является сильное кулоновское взаимодействие двумерных электронов. Для определения степени кулоновских корреляций используют безразмерный параметр, который является отношением кулоновского взаимодействия к энергии Ферми (радиус Вигнера-Зейтца):

$$r_s = \frac{m^* e^2}{4\pi\epsilon\hbar^2\sqrt{\pi n}}, \quad (46)$$

где  $m^*$  – эффективная масса носителей заряда,  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $n$  – концентрация носителей заряда.

Плотность двумерных электронов определялась концентрацией Mg. Этот факт показывается в работе [124], где также сообщается о том, что удалось достигнуть рекордных значений подвижности, вплоть до  $800000 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ , что говорит о поразительных результатах, достигнутых в изготовлении данного рода структур. Также удалось обнаружить и пронаблюдать квантовый эффект Холла [125, 126], что неоспоримо доказывает двумерный характер исследуемых структур.

Практически все основные сведения, полученные о двумерной электронной системе на основе гетероперехода ZnO/MgZnO, собраны в работе [127]. В этой работе исследуются структуры с параметром взаимодействия  $r_s$ , на порядок превосходящим аналогичный в GaAs/AlGaAs-квантовых ямах и который варьируется в пределах  $1 \leq r_s \leq 10$ . Транспортные исследования ZnO/MgZnO показаны на рисунке 1.9. Из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубников-де-Гааза можно определить транспортную массу  $m_{tr}^*$  через фактор (45). Видно, что масса уменьшается с ростом концентрации двумерных носителей заряда. Поразительным также является зависимость подвижности от температуры, которая имеет асимптоту  $\nu \sim T^{-3/2}$  и максимум в районе 0,5 К. Объяснение этому факту пока нет.

Так же одной из важнейших характеристик двумерных электронов является циклотронная масса. Для определения этой характеристики образец облучался микроволновым излучением, и исследовалась зависимость коэффициента прохождения от магнитного поля. Данные представлены на рисунке 1.10. Из асимптотики формулы (23) следует, что в больших



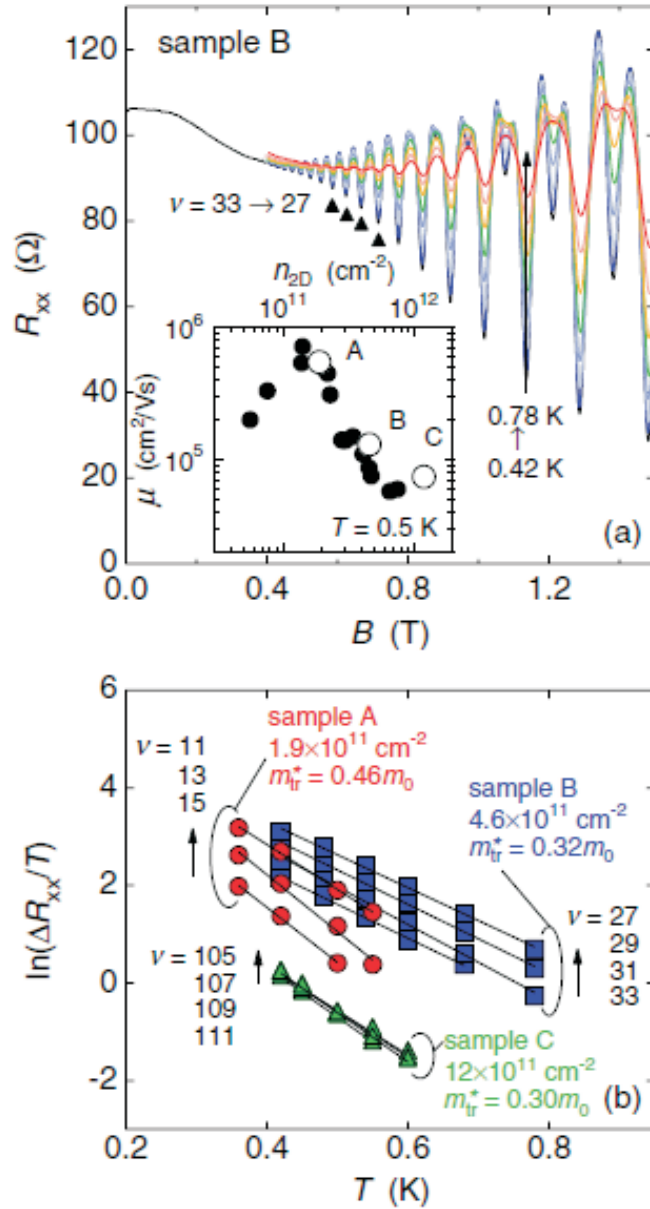


Рис. 1.9: (а) Температурная зависимость осцилляций Шубникова-де-Гааза для диапазона температур от 0,36 до 0,78 К для образце В. Треугольниками обозначены целочисленные факторы заполнения. На вставке показана подвижность  $\nu$  как функция концентрации двумерных электронов (пустые кружки) и данные из работы [124] (заполненные кружки). (б) Температурная зависимость  $\ln(\Delta R_{xx}/T)$ , где  $\Delta R_{xx}$  – амплитуда осцилляций Шубникова-де-Гааза для различных образцов. Сплошной линией показаны соответствующие подгонки для предполагаемой транспортной массы  $m_{tr}^*$

магнитных полях положение пиков будут соответствовать циклотронной частоте  $\omega_c$ , откуда легко найдется эффективная масса электронов, которая оказалась равной  $m_c = 0,30m_0$ , что примерно в 5 раз превосходит

аналогичную массу в GaAs/AlGaAs.

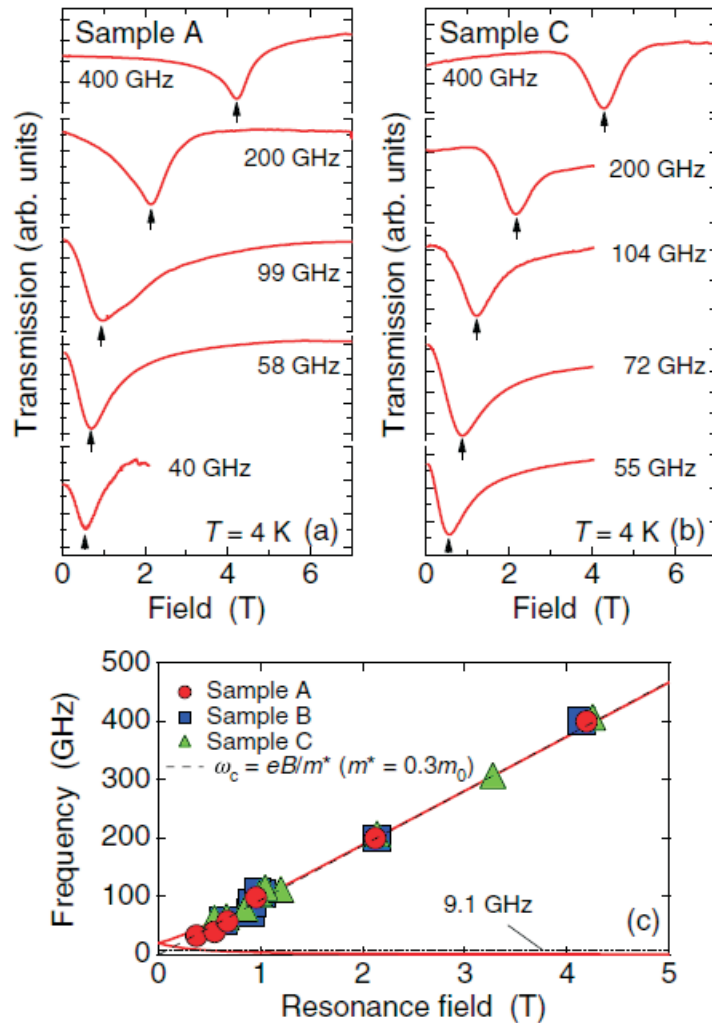


Рис. 1.10: Типичные спектры пропускания как функция магнитного поля для различных возбуждающих частот микроволнового излучения при 4 К для образца (а) А и (б) С. (с) Резонансная частота как функция магнитного поля. Пунктирная линия показывает циклотронную частоту  $\omega_c = eB/m^*$ , откуда эффективная масса электронов равна  $0,30m_0$ . Сплошная линия отвечает теоретическим расчетам (23) для массы  $m^* = 0,30m_0$  и плазменной частоты  $\omega_p/2\pi = 20$  ГГц.

Таким образом на сегодняшний момент получены образцы на основе гетероперехода ZnO/MgZnO с очень хорошей подвижностью и измерены некоторые основные параметры. Дальнейшая логическая цепь исследований подразумевает изучение образцов различной формы (дисков, прямоугольников, колец), но на данный момент трудностью является очень специфическая и тяжелая механическая обработка материала. Так же

внимание заслуживает получение квантовых ям на основе данного гетероперехода с похожими характеристика по подвижности и люминесценции.

## 2 Образцы и экспериментальная техника

Во второй главе дано описание используемых образцов и технологии их приготовления, рассмотрены детали экспериментальной методики измерения спектров и используемой измерительной аппаратуры.

### 2.1 Описание образцов и методики их изготовления

Основой для измерений являлись электронные мезы, изготовленные методом оптической литографии из  $\delta$ -легированных одиночных квантовых ям AlGaAs/GaAs. Эти ямы были выращены на нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления [100] методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ). Этот метод позволяет наносить на подложку слои кристаллических материалов практически с атомарной точностью [128]. Используемые в экспериментах гетероструктуры были изготовлены в Германии (Stuttgart, Max-Planck-Institute). Последовательность слоев и энергетическая диаграмма экспериментальных структур показана на рисунке 2.1

Верхний слой структуры покрыт слоем GaAs, чтобы избежать окисления ниже расположенных слоев. За ним следует слой AlGaAs, который уменьшает ток утечки при использовании верхнего затвора. Между слоем кремниевых доноров и GaAs квантовой ямы выращен AlGaAs промежуточный барьерный слой (так называемый spacer). Электроны туннелируют из слоя доноров в энергетически более низкие состояния GaAs квантовой ямы, таким образом создавая электростатический потенциал, показанный на рисунке 2.1. Этот потенциал может быть численно посчитан путем самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Потенциальный профиль в такой структуре приводит к квантованию движения электронов в направлении роста кристалла, таким образом заряды могут двигаться только в плоскости, и образуется двумерная электронная система [129]. Подвижность носителей зарядов в такой

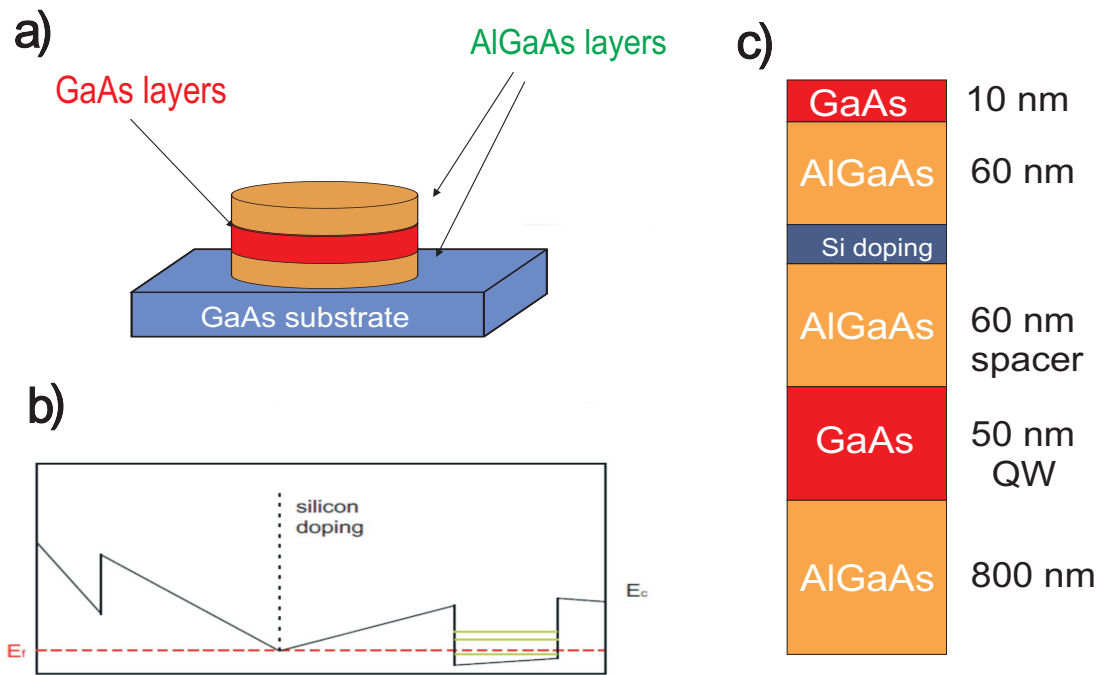


Рис. 2.1: Последовательность слоев и энергетическая диаграмма для GaAs/AlGaAs квантовой ямы (а) Пример мезоструктуры, вытравленной в виде диска. (б) Распределение потенциала при  $T = 0$  (с) Последовательность роста гетероструктуры, используемой в экспериментах.

структуре определяется рассеянием на заряженных донорах в AlGaAs и на дефектах гетерограницы. Поскольку слой доноров пространственно отделен барьером от электронного слоя, то на таких структурах удавалось достичь подвижностей вплоть до  $5 \cdot 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . Концентрация же в двумерном слое задается различной степенью легирования и для наших структур составляла от  $0,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

Структуры из шайб изготовлялись методом оптической фотолитографии. Все этапы изготовления происходили в условиях чистой комнаты с классом чистоты ISO 5 (Институт Физики Твердого Тела, г. Черноголовка). Чистой комнатой называется помещение, в котором счетная концентрация взвешенных в воздухе (аэрозольных) частиц и, при необходимости, число микроорганизмов в воздухе поддерживаются в определенных пределах. Под частицей понимают твердый, жидкий или многофазный объект или микроорганизм с размерами от 0,005 до 100 мкм. Класс чи-

стоты ISO 5 говорит о том, что частиц размером больше 5 мкм в данной зоне не имеется. Процесс фотолитографии содержит несколько этапов, которые схематично изображены на рисунке 2.2

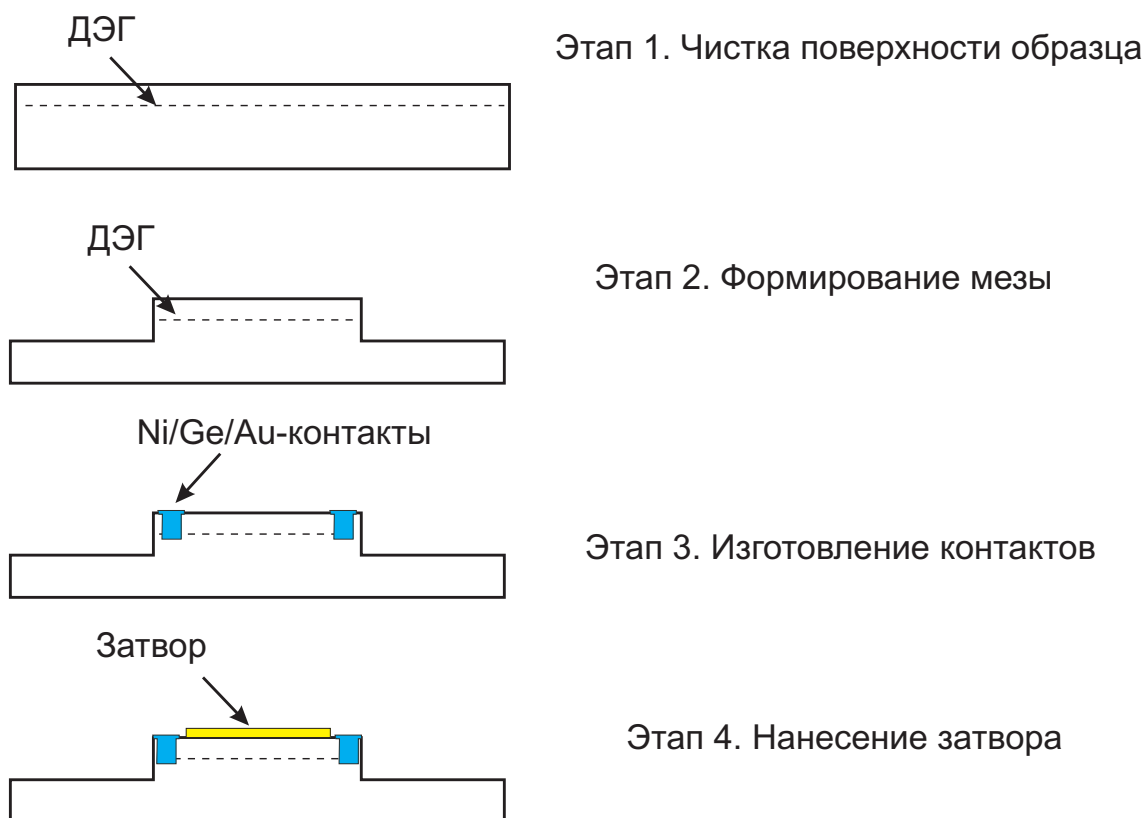


Рис. 2.2: Фотолитографические этапы изготовления структуры: Этап 1. Ультразвуковая чистка поверхности образца. Этап 2. Формирование мезы методом жидкостного травления. Этап 3. Высоковакуумное термическое напыление и вжигание омических контактов к двумерному электронному газу (ДЭГ). Этап 4. Изготовление металлических затворов.

Первый этап — ультразвуковая чистка поверхности образца, которая происходит в особо чистом ацетоне с последующим погружением в пропанол. На втором этапе происходит формирование мезы. Для этого на поверхность образца в центрифуге равномерно наносится фоторезист, затем сушится при  $90^{\circ}\text{C}$  в течение 240 с. Засветка фоторезиста производится через стеклянный фотошаблон с маской из хрома. Для проявления использовался проявитель AZ726MIF. Далее образец помещался в водный раствор перекиси водорода  $\text{H}_2\text{O}_2$  и серной кислоты  $\text{H}_2\text{SO}_4$  (в отношении 400:8:1 по объему). Характерный размер мез для моих исследований со-

ставлял 1 мм. Следующий этап заключался в изготовлении омических контактов к двумерному электронному газу (ДЭГ). Для этого на поверхности образца с помощью фоторезиста формировался необходимый рисунок (т.е. весь образец был покрыт фоторезистом за исключением мест, в которых образовывался контакт), затем для удаления остатков засвеченного резиста образец помещался в кислородную плазму на 5-7 минут. Термическое напыление никеля, германия и золота производилось в высоковакуумной камере (с рабочим давлением  $2 - 3 \cdot 10^{-5}$  мбар). После напыления лишний фоторезист с нанесенным на него металлом удалялся с помощью ацетона с последующим промыванием в пропанолу. Вжигание напыленного металлического слоя происходило в атмосфере формирующего газа (20% водорода и 80% азота). Типичное сопротивление контактов при комнатной температуре составляло порядка 10 кОм. Завершающим литографическим этапом было напыление на поверхность образца металлического затвора. Действия аналогичны этапу 3, за исключением того, что напылялось 27 нм хрома и 130 нм золота.

## 2.2 Экспериментальная методика

Для измерения магнитоплазменных резонансов в исследуемых образцах использовался метод оптического детектирования микроволнового поглощения [14, 34]. Основная идея этого метода лежит в исследовании дифференциальных (при наличии и отсутствии СВЧ излучения) спектров рекомбинационного излучения ДЭГ при температуре жидкого гелия  $T = 4,2$  К. Поглощение СВЧ приводит к резонансному нагреву электронной системы, результатом которого является изменение формы линии рекомбинационного излучения. Абсолютная величина разностного сигнала фотолюминесценции интегрировалась по всему спектру, и вычисленное значение служило мерой интенсивности микроволнового поглощения. Один из типичных спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов, измеренных в условиях облучения СВЧ (штри-

ховая линия), и без него (сплошная линия) показан на рис. 2.3а

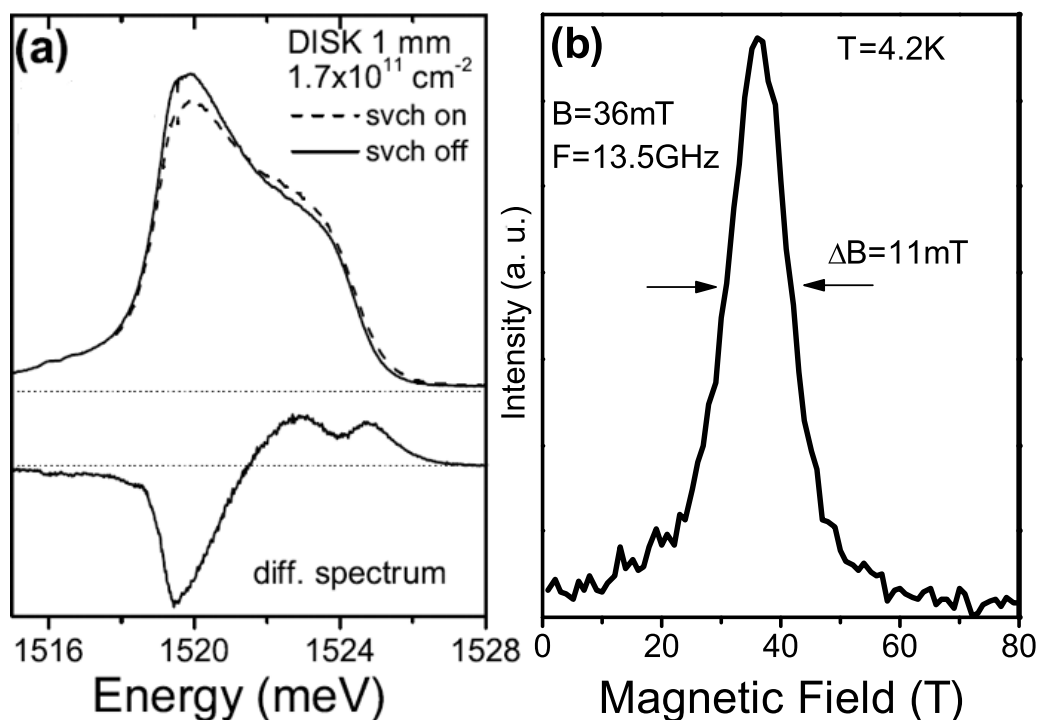


Рис. 2.3: (а) Спектр рекомбинационного излучения и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения в двумерной электронной структуре с геометрией диска диаметром  $d = 1$  мм в резонансном магнитном поле  $B = 36$  мТ при возбуждающим СВЧ излучении с частотой  $F = 13,5$  ГГц. Штриховой линией показан спектр люминесценции при поглощении системой СВЧ. Концентрация двумерных электронов  $n_s = 1,7 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ ; (б) Типичная магнитополевая зависимость резонансного поглощения, измеренная на той же структуре при фиксированной частоте микроволнового излучения  $F = 13,5$  ГГц

Под спектрами люминесценции изображена дифференциальная разность этих двух спектров. Температура, при которой были получены эти спектры в структуре в виде диска диаметром  $d = 1$  мм, равнялась  $T = 4,2$  К, концентрация двумерных носителей заряда соответственно  $1,7 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$  в резонансном магнитном поле (магнитное поле  $B = 36$  мТ, частота  $F = 13,5$  ГГц). Из рисунка видно, что поглощение действительно разогревает двумерную электронную систему. На рис. 2.3б представлена типичная магнитополевая зависимость резонансного поглощения, измеренная на том же образце при фиксированной частоте микровол-



нового излучения  $F = 13,5$  ГГц. Показанный резонанс относится к основной верхней моде, обладающей положительной магнитодисперсией. Измеренные таким образом зависимости резонансного магнитного поля от частоты возбуждающего микроволнового излучения позволяют построить магнитодисперсию плазменных мод. Из полуширины резонансного контура также можно вычислить величину затухания магнитоплазменных волн и подвижность, которой обладают двумерные электроны. 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, либо развертка по частоте при фиксированном магнитном поле. Данная оптическая методика эффективно применяется в течение последних 15 лет для микроволновой спектроскопии магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных структурах [14, 16, 34, 130–132]

### Схема эксперимента

Исследования проводились с применением односветовой методике, схема которой представлена на рис. 2.4

Непрерывным источником лазерного возбуждения служил полупроводниковый лазер с длиной волны 780 нм, излучение которого фокусировалось в световод **1**, соединенный с разделителем светового пучка (РСП). После прохождения РСП примерно 40% излучения попадало в световод **2**, один конец которого был также подсоединен к разделителю, а другой закреплялся таким образом, чтобы луч лазера попадал перпендикулярно поверхности образца. Сигнал фотолюминесценции от образца собирался с помощью того же световода **2**, проходил в обратном направлении через РСП, а затем через световод **3** попадал на вход двойного монохроматора **Kaderk**. Основные параметры данного прибора были следующими: фокальная длина –  $2 \times 60$  см, дисперсия в аддитивной моде –  $7\text{\AA}/\text{мм}$  (при длине волны  $8000\text{\AA}$ ). Свет, пройдя через монохроматор и разложенный

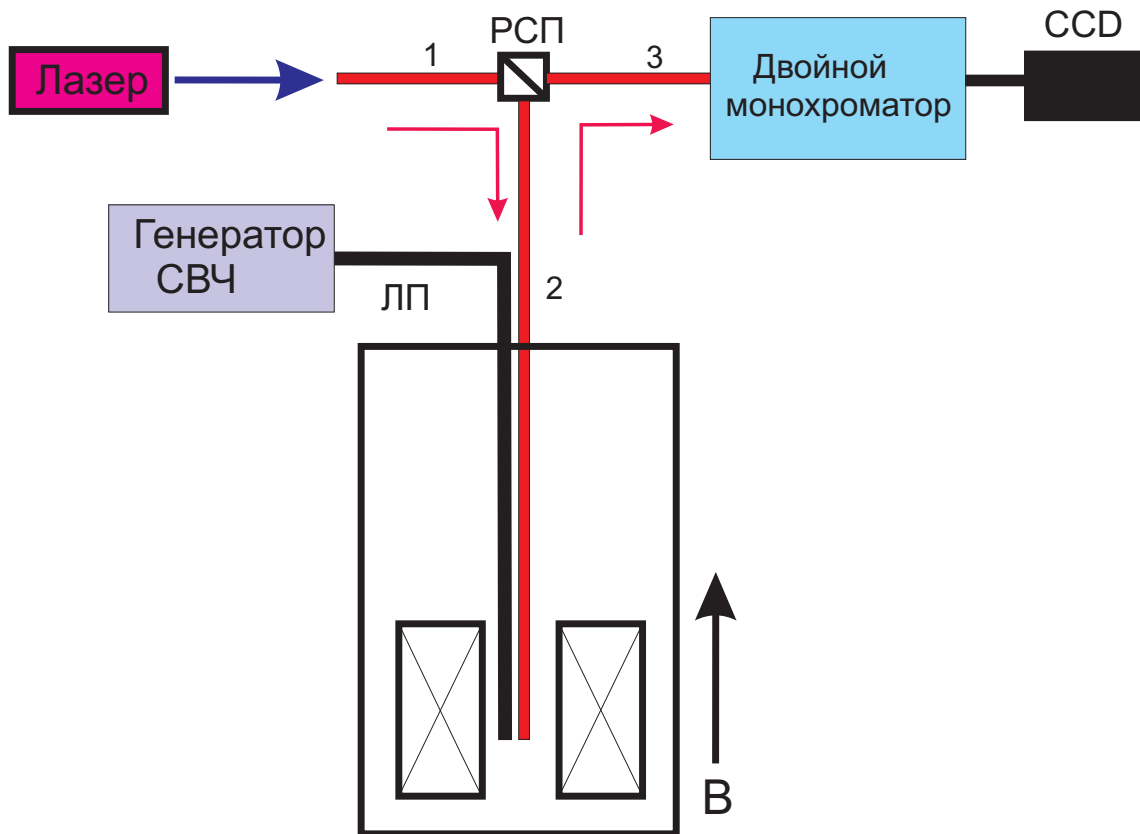


Рис. 2.4: Схема экспериментальной установки: свет от лазера по световоду 1 шел к распределителю светового пучка (РСП), затем через световод 2 попадал на образец; с помощью того же световода 2 собиралась люминесценция образца, которая по средством световода 3 попадала на вход двойного монохроматора.

в спектр, попадал на ССD-камеру, где обрабатывался с помощью контроллера. Основным элементом ССD-камеры является ССD-матрица, которая представляет собой набор светочувствительных элементов, которые суммируют фотоны, попавшие на каждый ее элемент (пиксель). Т.к. каждому элементу соответствует свое собственное значение энергии фотона, то на выходе ССD-камеры получается искомый спектр – количество зарегистрированных фотонов для каждого значения энергии. Квантовый выход ССD-камеры (т.е. количество фотонов, нужных, чтобы выбить один электрон) было около 25%, а спектральное разрешение с монохроматором – 0,03 мЭв. Поскольку линия люминесценции очень широкая, постольку такое высокое спектральное разрешение оказывается не слишком эффективным, поэтому работа обычно проводилась с

широко открытой входной целью для большего попадания света из светодиода в спектрометр. Для уменьшения тепловых шумов ССD-матрица охлаждалась жидким азотом. Далее сигнал с ССD-камеры поступал на контроллер и далее оцифровывался в компьютере. Микроволновое излучение от СВЧ-генератора передавалось к образцу по линиям передачи мощности ЛП (в данном случае коаксиальный кабель).

### **Способы передачи микроволнового излучения двумерному электронному газу и оптическое детектирование магнитоплазменных волн.**

Экспериментальное исследование магнитоплазменных колебаний двумерных электронных систем осуществлялось на основе нескольких экспериментальных схем, подробное описание которых приведено ниже.

1. Конфигурация, которая использовалась для измерений на структурах с латеральным экранированием (см. раздел 3).

Образец закреплялся на диэлектрической подложке, а передача микроволнового излучения двумерной электронной системе осуществлялось посредством коаксиального кабеля, который оканчивался излучающей антенной либо в виде дипольной антенны с характерной длиной  $\sim 1$  см, либо в виде небольшой катушки длиной порядка 1 см и радиусом около 3-5 мм. Антенна закреплялась в непосредственной близости от образца (см. рис. 2.5). Спектры размерного магнитоплазменного резонанса измерялись методом оптического детектирования микроволнового поглощения [14, 34]. Дифференциальные спектры рекомбинационного излучения ДЭГ изучались при температуре жидкого гелия в диапазоне частот от 250 МГц до 40 ГГц. Мощность, подаваемая на вход коаксиального кабеля, была не более 10 мВт. В связи с тем, что волновое сопротивление кабеля и выходная нагрузка антенны не были согласованы, до образца доходила лишь малая доля возбуждающего излучения. Источником излучения служил генератор НР-83650В, работающий в области от

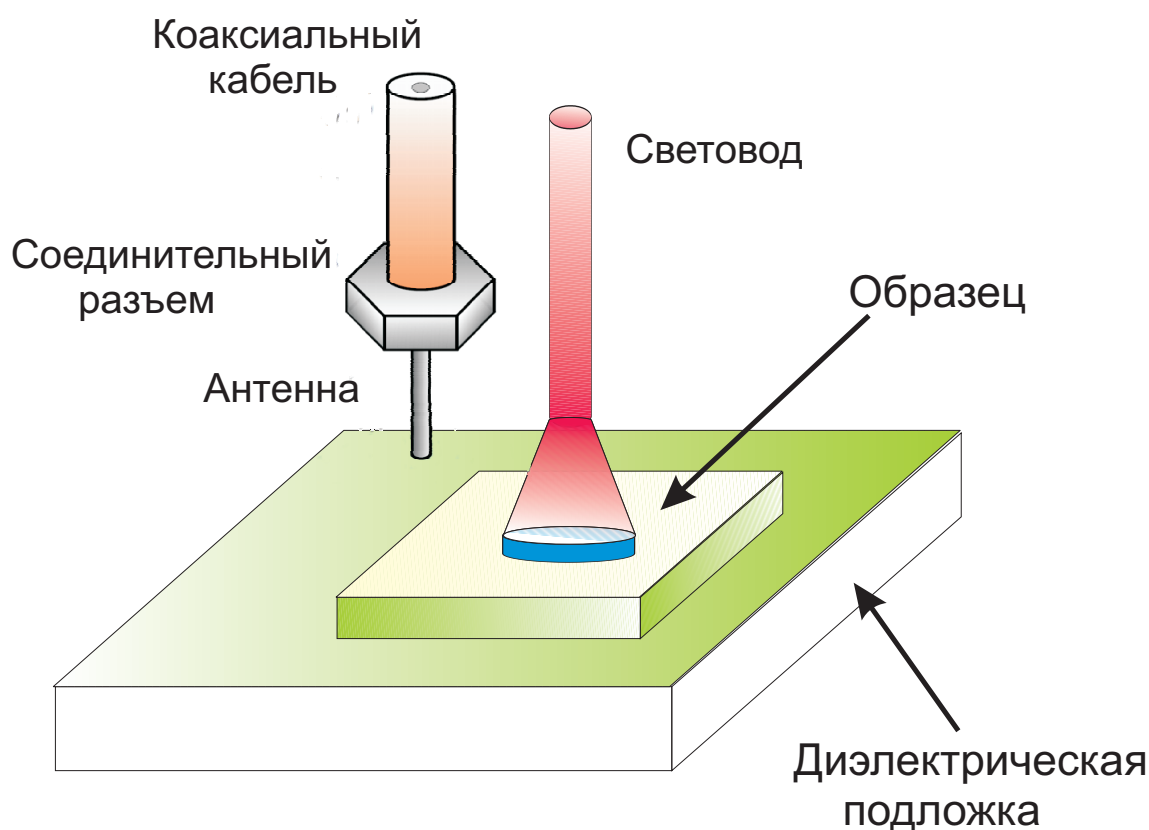


Рис. 2.5: Схема передачи возбуждающего микроволнового излучения двумерной электронной системе и оптического детектирования магнитоплазменных волн в случае латерального экранирования.

10 МГц до 40 ГГц.

2. Следующие две экспериментальные схемы использовались для измерения магнитолевой дисперсии плазменных мод в электронных дисках в сильном параллельном магнитном поле.

Первая реализация показана на рис. 2.6. Образец помещался в комбинированную полосковую линию, которая состояла из диэлектрика типа FR4 с характерной диэлектрической проницаемостью 4,5, а также трех металлических пластин и центральной жилы (см. рис. 2.6а). Пластины были заземлены, в то время как на центральную жилу подавалось переменное напряжение с определенной микроволновой частотой. Для этого к полосковой линии с одной стороны был припаян SMA-разъем, к которому присоединялся коаксиальный кабель с широкой полосой пропускания (вплоть до 65 ГГц при

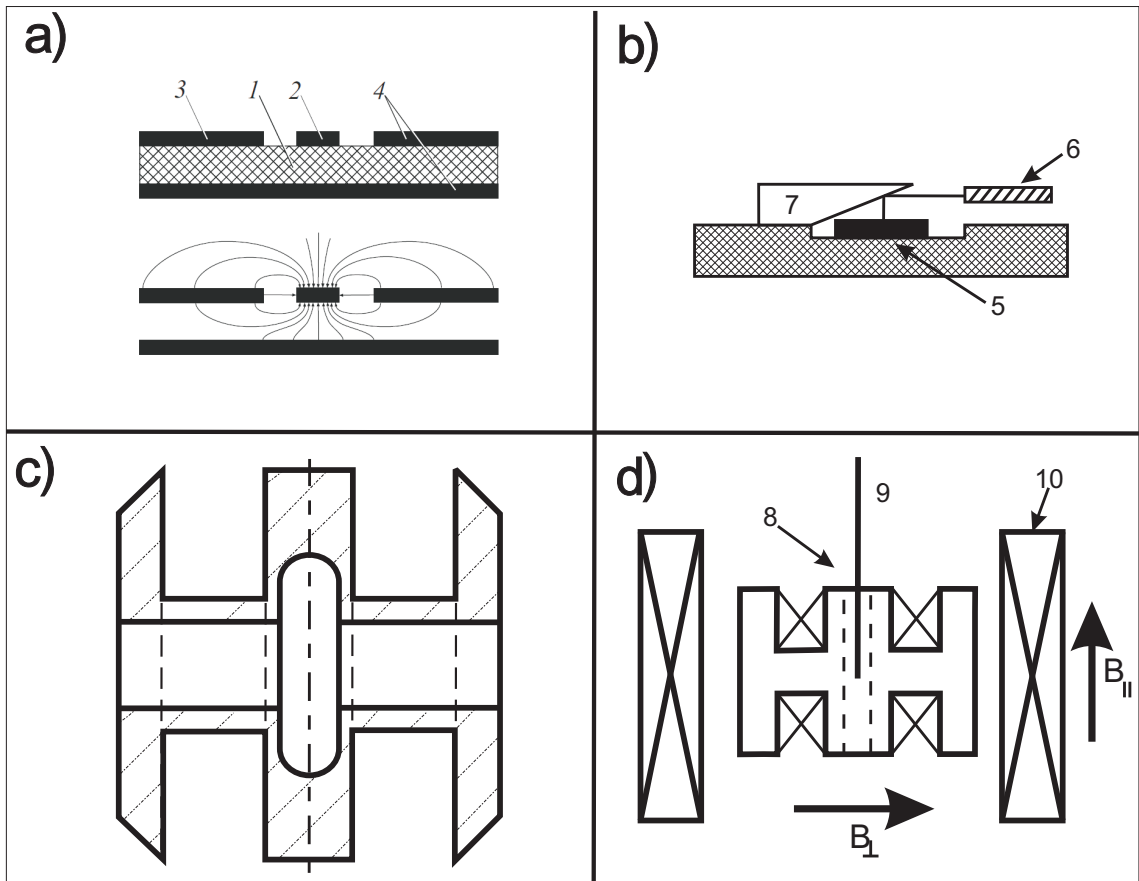


Рис. 2.6: Первая схема передачи микроволнового излучения системе двумерных электронов в сильном параллельном магнитном поле: (а) Полосковая линия, используемая в наших экспериментах, и распределение электрического поля в ней (вид с торца): 1 - диэлектрик, 2 - центральная жила, 3 и 4 - заземленные металлические пластины; (б) образец 5 помещался между жилой и заземленным контактом, оптическое фотовозбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялось с помощью световода 6 и поворотного зеркала 7; (с) Вид сверху на каркас резистивного магнита в виде split-coil; (д) Расположение резистивного магнита 8 относительно сверхпроводящего соленоида 10, полосковая линия 9 помещалась в отверстие резистивного магнита, изображенного пунктирной линией.

гелиевых температурах). С другой же стороны жила через согласующее сопротивление 50 Ом соединялась с заземленными пластинами (см. рис. 2.6а). Оптическое детектирование микроволнового возбуждения и регистрация рекомбинационного излучения двумерной электронной системы осуществлялось по схеме, аналогичной той, что была описана в предыдущем пункте. Но из-за специфики положения образца было добавлено поворотное зеркало с углом поворо-

та  $90^\circ$ . Поворотное зеркало было выполнено из стеклянной прямоугольной призмы с углом при основании  $45^\circ$ , на большую сторону которого был напылен слой серебра толщиной 100 нм. Полосковая линия вместе с образцом помещалась в отверстие маленького резистивного магнита таким образом, чтобы магнитное поле магнита  $B_\perp$  было перпендикулярно поверхности образца. Для этого магнит был выполнен в форме split-coil (см. рис. 2.6с). Геометрические размеры магнита подбирались таким образом, чтобы добиться оптимального соотношения между максимальным перпендикулярным полем и выделяемой мощностью. Итого константа для резистивного магнита получилась 26 мТ/А. Максимальный ток, пропускаемый через обмотку магнита, не приводил к существенному нагреву образца. Это контролировалось по рекомбинационному излучению двумерной системы. Магнит помещался в центр сверхпроводящего соленоида, который служил для создания магнитного поля  $B_\parallel$  параллельного поверхности образца. Максимальное поле соленоида в наших экспериментах достигало значений 7 Т. Таким образом в данном эксперименте осуществлялся разворот  $B_\perp$  при фиксированной микроволновой частоте возбуждающего излучения и постоянном значении  $B_\parallel$ .

Существенным недостатком выше описанной системы являлось взаимодействие магнитных полей  $B_\perp$  и  $B_\parallel$ , которое приводило к тому, что резистивный магнит наклонялся, и таким образом изменялся угол между нормалью к поверхности образца и параллельным полем. Изменение угла означало изменение перпендикулярной составляющей  $B_\parallel$ , что доставляло значительные, но преодолимые неудобства в процессе измерений.

3. Решение этой проблемы стала модификация системы в целом с основным упором, сделанным на закрепление катушки относительно сверхпроводящего соленоида. Новая экспериментальная методика

позволила измерять магнитоплазменные резонансы в сильном параллельном поле в развертке по частоте без использования полосковой линии вообще, а так же изменять частоту измеряемых магнитоплазменных резонансов от нескольких мегагерц до десятков гигагерц. Эта методика микроволнового возбуждения двумерного электронного газа активно использовалась в работах [133, 134].

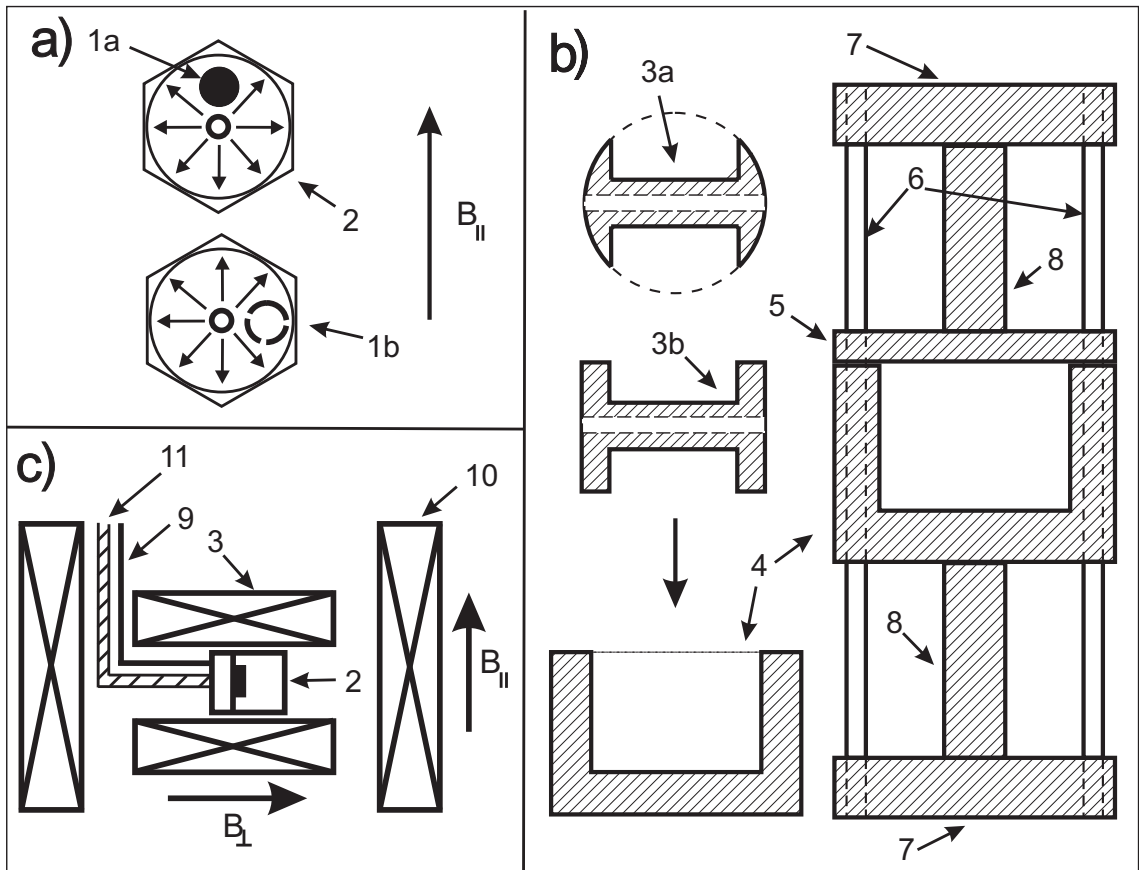


Рис. 2.7: Вторая схема передачи микроволнового излучения системе двумерных электронов в сильном параллельном магнитном поле: (а) Образец 1 помещался в SMA-разъем 2. Напряженность возбуждающего электрического поля была либо сонаправлена (1а), либо перпендикулярна (1b) по отношению к  $B_{\parallel}$ ; (б) SMA-разъем располагался в отверстии (пунктирная линия) резистивного магнита 3 (3а - вид сверху, 3b - вид сбоку на каркас магнита), который помещался в специальный кожух 4 и закрывался крышкой 5. Вся конструкция сажалась на прочные стержни 6, заканчивающиеся дисками с резьбой 7. Дополнительными укреплениями были цилиндры 8; (с) Оптическое возбуждение образца и регистрация фотолюминесценции осуществлялось световодом 9. Резистивный магнит 3 с образцом располагался так, чтобы его магнитное поле было перпендикулярно полю сверхпроводящего соленоида 10. Микроволновое излучение подводилось по коаксиальному кабелю 11

Согласовать коаксиальный кабель легче всего, если к его концу присоединить SMA-разъем с согласованной нагрузкой, которая нужна для предотвращения образования стоящих волн в кабеле. А если еще и поместить в этот SMA-разъем образец, то мы получим достаточно эффективную согласованную систему передачи микроволнового излучения образцу от генератора. Данный способ позволял плавно разворачивать частоту микроволнового излучения при практически постоянной мощности падающего на образец излучения. При этом оптическое детектирование осуществлялось через небольшое отверстие в SMA-разъеме, в которое протягивался световод, по схеме, описанной в первом пункте. Главное достоинство настоящей методики – простота исполнения и возможность снизить частоту измерений вплоть до частот, поддерживаемых используемым генератором (1 МГц), что и было с успехом использовано для измерений спектров КМП. SMA-разъем вместе с образцом вставлялся в отверстие резистивного магнита (см.рис. 2.7b). По сравнению с методикой из пункта 2 резистивный магнит и его крепление были существенно переработаны. Каркас для катушки магнита был сделан из цилиндра (пунктирная линия на рис. 2.7b), причем ось вращения при токарных работах проходила вдоль диаметра цилиндра. Это позволило сделать стенки катушки полукруглыми для получения максимальной плотности намотки. Специально был изготовлен металлический цилиндрический кожух с круглым отверстием, в который вставлялся магнит очень плотно, на трении, что практически исключало каких-либо поворотов магнита относительно кожуха. Далее кожух со свободного конца закрывался плотно крышкой. В кожухе и крышке были сделаны дополнительно 4 отверстия, через которые протягивались очень прочные стержни. Диаметр отверстий был сделан точь-в-точь по диаметру стержней, что на сейчас раз не позволяло отклоняться кожуху относительно стержней. Концы стержней про-



ходили через металлический диски и оканчивались резьбой, гайка на которых стягивала всю систему воедино. Для дополнительного укрепления между дисками и кожухом были вставлены цилиндры достаточно большого диаметра. Для того, чтобы цилиндры не скользили, для них были предусмотрены специальные углубления в дисках и кожухе. Итоговый диаметр всей конструкции подбирался таким образом, чтобы внешняя защитная труба очень плотно садилась поверх. Коаксиальный кабель к SMA-разъему, световод и питающие резистивный магнит провода подводились по одному из 4 отверстий для стержней. Затем вся эта система помещалась в центр сверхпроводящего соленоида, который создавал, как и в предыдущем случае, поле параллельное плоскости образца. Таким образом удалось существенно побороть какие-либо отклонения магнита в ходе эксперимента.

Во время проведения всех измерений образцы помещались в гелиевую ванну при температуре 4,2 К. Для этого вставка со структурой помещалась в охлажденный до гелиевых температур криостат. Внешнее магнитное поле создавалась сверхпроводящим соленоидом, находящимся в том же криостате и при той же температур, что и образец. Характерный диапазон магнитных полей от 0 до 8 Тл. Также исследования структур ZnO проходило при температуре вплоть до 025 К, которая достигалась методом откачки жидкого  ${}^3\text{He}$

### 3 Плазменные волны в двумерной электронной системе при латеральном экранировании металлическим затвором

Исследования магнитоплазменных волн в низкоразмерных электронных системах привлекают значительный интерес. В двумерных системах были обнаружены и исследованы краевые магнитоплазменные колебания, распространяющиеся вдоль края структуры [45, 135]. Наблюдались одномерные плазмоны с законом дисперсии, заметно отличным от корневого [16, 132], были обнаружены проявления эффектов запаздывания в дисперсии плазменных возбуждений [14]. В двумерных электронных системах под действием микроволнового возбуждения наблюдались осцилляции фотопроводимости и состояния с нулевым сопротивлением [136–138]. Были обнаружены и исследованы новые периодические по  $V$  осцилляции фотосопротивления и фотонапряжения, существующие вплоть до температуры  $T = 200$  К [29, 139]. Практическое применение плазменных волн в электронных приборах обусловлено с одной стороны значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов, а с другой стороны возможностью управлять законом дисперсии плазмонов с помощью изменения геометрии или диэлектрического (металлического) окружения такой структуры [18]. Как правило, электронные приборы, основанные на распространении и возбуждении плазменных колебаний, помимо самого двумерного слоя обязательно включают в себя контролирующие элементы в виде контактов или управляющих металлических электродов. Влияние металлических затворов, расположенных сверху (или снизу)

зу) над электронным каналом, на дисперсию плазменных волн было подробно изучено как теоретически, так и экспериментально [18]. Вместе с тем влияние боковых металлических затворов на дисперсию плазменных возбуждений до настоящего времени экспериментально не исследовалось. В этой связи особую важность представляют изучение законов дисперсии плазменных колебаний, распространяющихся в структурах, латерально (с боку) ограниченных металлическим контактом или затвором.

Как было отмечено в литобзоре, теоретическое рассмотрение плазменных колебаний в полоске двумерных электронов при латеральном экранировании металлическими контактами проведено в работах [86–89]. В работах [86, 87] рассмотрено влияние экранирующего действия контактов на дисперсию и затухание плазменных волн в структуре без учета эффектов запаздывания. Было установлено, что индуцированные заряды в контактах существенно экранируют плазменные колебания, что приводит к заметному уменьшению частоты плазменных колебаний. В зависимости от соотношения проводимостей контактов и двумерной электронной системы “смягчение” частоты плазменных колебаний может составлять от 10 до 35 процентов. При этом показано, что затухание плазменных волн в полоске может заметно вырасти за счет конечной проводимости латеральных контактов. К аналогичному выводу приходят авторы [88, 89] на основании теоретического рассмотрения распространения плазменных волн с учетом эффектов запаздывания, правда, получившие несколько больший коэффициент “смягчения” плазменной частоты в результате экранирования металлическим контактом.

В настоящей главе представлены исследования плазменных возбуждений в системе двумерных электронов в GaAs/AlGaAs квантовой яме,

покрытой металлическим затвором с круглым отверстием различного диаметра. Измерены зависимости плазменной частоты от диаметра отверстия в затворе, а также от напряжения на затворе, позволяющего изменять профиль электронной плотности под затвором. Обнаружено, что резонансная частота размерных плазменных колебаний в электронной системе, латерально ограниченной металлом, существенно уменьшается из-за эффектов периметрического экранирования электронами затвора.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одностороннюю селективно легированную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 50 нм, расположенную на расстоянии 310 нм от поверхности кристалла. Подвижность носителей заряда в исследованных структурах составляла  $\mu = 4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при  $T = 4,2 \text{ К}$  при концентрации двумерных электронов  $n = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Методом оптической литографии на этой структуре были изготовлены образцы в виде прямоугольников, покрытых металлическим затвором с отверстием различного диаметра для различных структур (рис. 3.1а). Образцы имели контакты как к металлическому затвору, так и к двумерному электронному каналу. Путем подачи отрицательного или положительного напряжения на затвор можно было как уменьшать, так и увеличивать концентрацию электронов под затвором. В нашем случае на затвор подавалось отрицательное напряжение относительно двумерного канала амплитудой  $U = -0.4 \text{ В}$ , при котором область под затвором заведомо обеднялась до  $n_{2D} \simeq 0$  так, что окончательный профиль двумерной плотности электронного газа представлял собой диск с диаметром, равным диаметру отверстия в затворе. Поскольку латеральные размеры этого диска (порядка мкм) многократно превышали расстояние от слоя двумерных электронов до металлического затвора ( $\sim 0,3 \text{ мкм}$ ), то размер получившегося в итоге

двумерного электронного диска практически совпадал с размером отверстия в проводящем затворе. Для сравнения нами исследовались также магнитоплазменные резонансы в мезоструктурах, вытравленных в виде дисков тех же размеров, что и отверстия в затворах в первом случае (рис. 3.1b). Концентрация электронов как внутри области, ограниченной затвором, так и в образцах в виде дисков контролировалась путем изучения рекомбинационного излучения двумерной электронной системы в квантующем магнитном поле, когда в спектрах магнитолюминисценции надежно разрешаются уровни Ландау, что позволяет определить фактор заполнения и соответственно концентрацию двумерных электронов. На рис. 3.1 представлены характерные спектры излучения, измеренные на этих структурах, которые иллюстрируют практическое совпадение плотности двумерных электронов для обоих изученных случаев  $n_{s1} \approx n_{s2}$ .

Магнитоплазменные резонансы исследовались методом оптического детектирования микроволновых резонансов в диапазоне от 5 до 40 ГГц при температуре жидкого гелия.

На рис. 3.2 показана магнитополевая зависимость наблюдаемых резонансов, измеренная для образца, покрытого затвором с отверстием диаметром  $d = 1$  мм, в котором электроны под затвором были “выдавлены” с помощью подачи на затвор отрицательного относительно двумерного канала напряжения  $U = -0,4$  В. Для сравнения на этом же рисунке представлена магнитополевая зависимость, полученная для диска диаметром  $d = 1$  мм с близкой концентрацией двумерных носителей в диске. Для обеих структур наблюдается две ветви магнитоплазменных резонансов. Верхняя ветвь, отвечающая так называемым “объемным” магнитоплазменным резонансам, обладает положительной магнитодисперсией, ее частота растет с ростом магнитного поля и в пределе

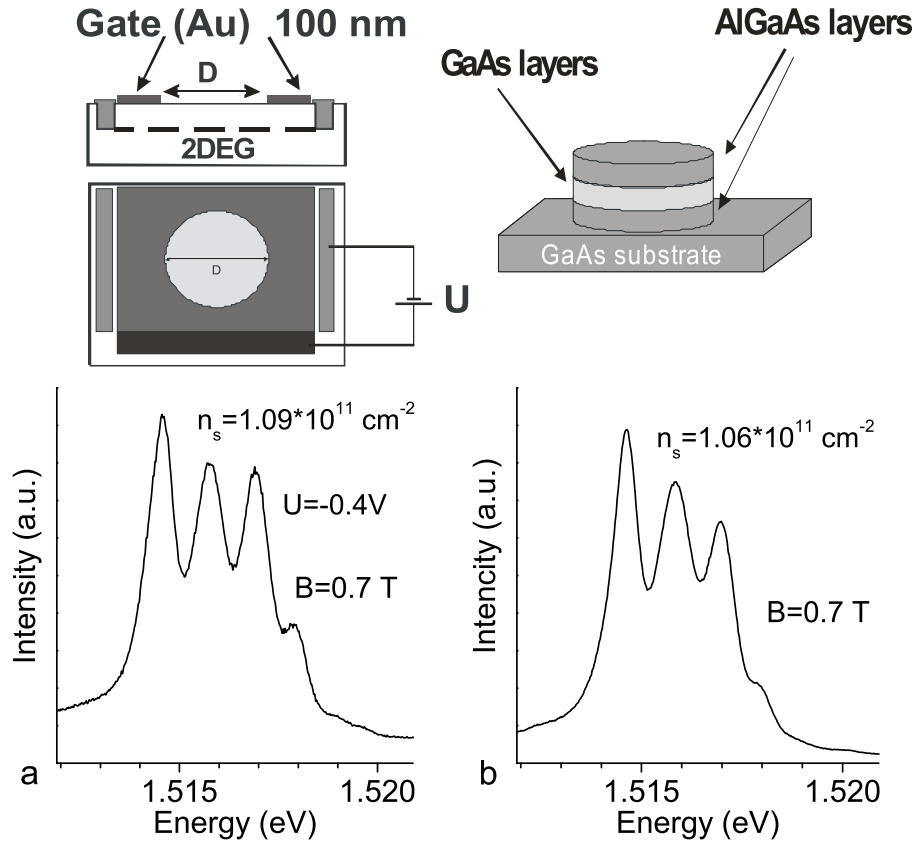


Рис. 3.1: Структуры, использованные в эксперименте. Слева (a) – структура, покрытая металлическим затвором с отверстием диаметра  $d$ . Справа (b) – меза в форме диска того же диаметра  $d$ , вытравленная методом оптической литографии. Внизу показаны спектры рекомбинационного излучения двумерного электронного газа в магнитном поле  $B = 0,7$  Т, измеренные для двух геометрий эксперимента с  $d = 1$  мм.

больших магнитных полей асимптотически приближается к частоте циклотронного резонанса. Нижняя ветвь имеет характерную отрицательную магнитодисперсию и отвечает краевым магнитоплазменным колебания с характерной зависимостью в области больших магнитных полей  $\omega_- \sim 1/B$ . Экспериментально наблюдаемые зависимости удовлетворительно описываются стандартным выражением, используемым для описания верхней  $\omega_+$  и нижней  $\omega_-$  ветвей магнитоплазменных резонансов в двумерных дисках [135]:

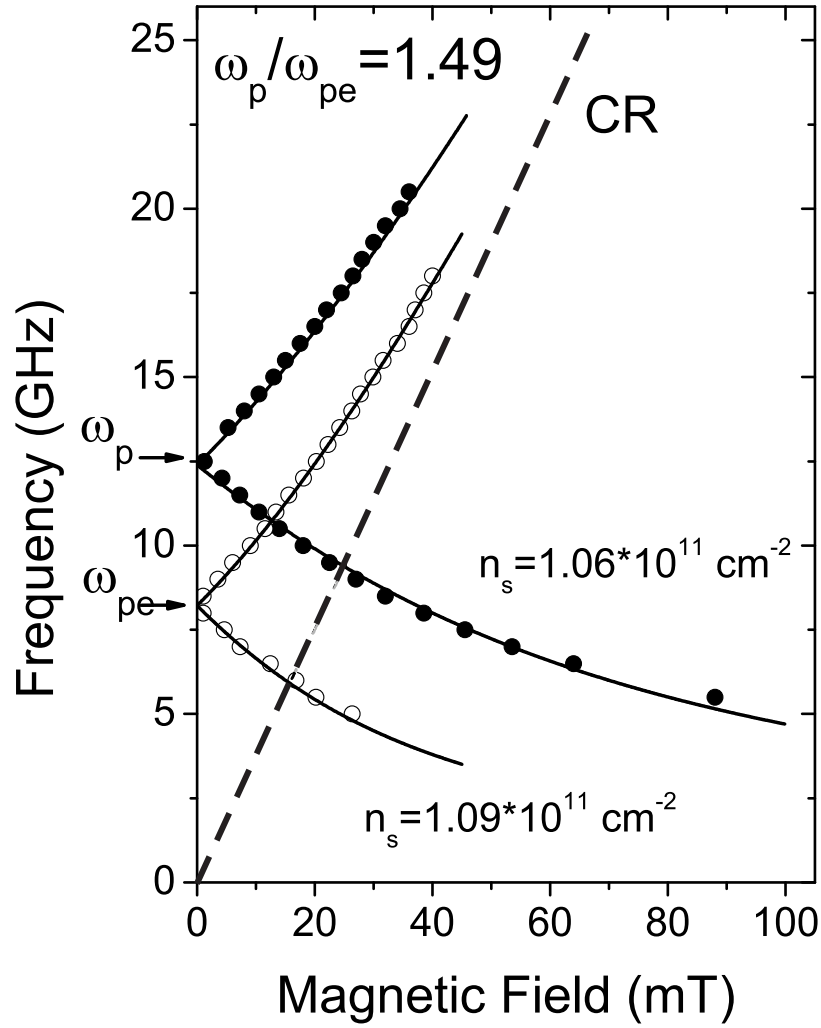


Рис. 3.2: Зависимости резонансной частоты магнитоплазменного возбуждения от магнитного поля, измеренные для структуры, покрытой затвором с отверстием  $d = 1$  мм ( $\circ$ ) и для мезы, диаметром  $d = 1$  мм, вытравленной методом оптической литографии ( $\bullet$ ). Стрелками показаны резонансные частоты плазменных возбуждений в поле  $B = 0$  Т. Сплошными линиями показаны результаты расчетов, выполненные по формуле (47). Пунктиром показана зависимость циклотронной частоты  $\omega_c = eB/m^*c$  от магнитного поля.

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (47)$$

где  $\omega_c = eB/cm^*$  – циклотронная частота,  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствие эф-

фектов запаздывания имеет вид [14, 135]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (48)$$

где  $\bar{\epsilon}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $q = 2.4/d$  – волновой вектор основной моды краевого магнитоплазмона, полученный эмпирическим путем в работе [14].

Наиболее существенным отличием образцов с металлическим затвором по сравнению с дисками является то, что при одинаковом диаметре и практически совпадающих плотностях двумерных электронов плазменная частота в геометрии с затвором оказывается заметно меньше, чем в дисках. Коэффициент “смягчения” для отверстий с  $d = 1$  мм оказался равным  $\omega_p/\omega_{pe} = 1,49 \pm 0,07$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота, измеренная в протравленном диске,  $\omega_{pe}$  – плазменная частота экранированного магнитоплазмона в структуре с металлическим затвором.

Аналогичное уменьшение частоты плазменных возбуждений при латеральном экранировании наблюдается также для структур с меньшим размером отверстия в металлическом затворе, с той разницей, что коэффициент “смягчения” растет по мере уменьшения диаметра отверстия. Нами были проведены исследования для структур с металлическим затвором и с диаметром отверстий  $d = 0,6$  и  $d = 0,4$  и  $d = 0,2$  мм. Магнитополевые зависимости для двух первых представлены на рис. 3.3.

Там же стрелками указаны положения плазменных частот, измеренных для мезоструктур, изготовленных в виде дисков аналогичного диаметра и вытравленных из шайбы методом оптической литографии. Поведение верхних и нижних ветвей магнитоплазменных резонансов в струк-



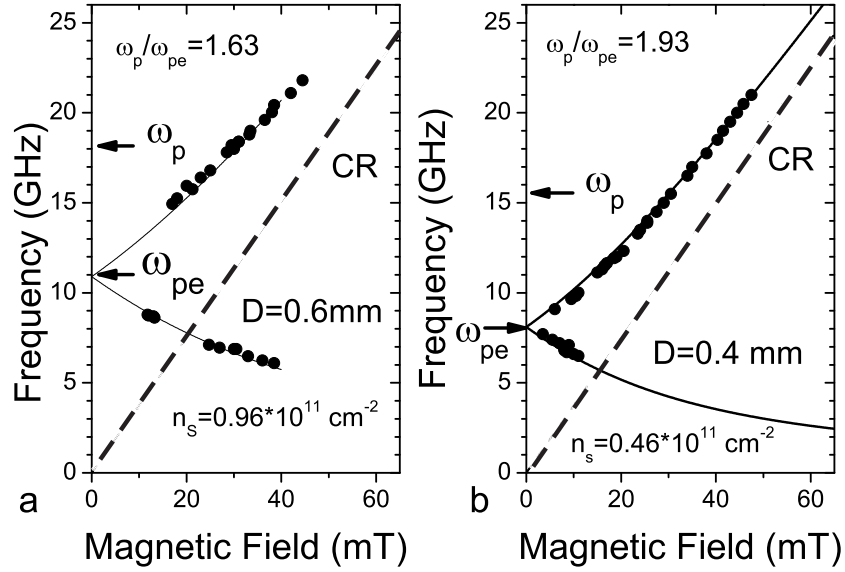


Рис. 3.3: Зависимости частоты магнитоплазменных резонансов от магнитного поля, измеренные для структур с металлическим затвором с отверстием  $d = 0,6$  мм,  $n_s = 0,96 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$  (а) и  $d = 0,4$  мм,  $n_s = 0,46 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$ ; (б). Стрелками указаны положения плазменных резонансов в нулевом магнитном поле для экранированного  $\omega_{pe}$  и неэкранированного  $\omega_p$  случаев. Пунктиром показана зависимость циклотронной частоты  $\omega_c = eB/m^*c$  от магнитного поля.

турах с затвором и меньшим диаметром отверстия также хорошо описывается выражением (47). Коэффициент “смягчения” для диаметра  $d = 0,6$  мм и  $0,4$  мм оказался равным  $1,68 \pm 0,07$  и  $1,93 \pm 0,08$  соответственно.

Волновой вектор плазменного возбуждения в двумерном диске в нулевом магнитном поле  $q_p$  соотносится с диаметром диска  $d$  в соответствии с выражением  $q_p = 2,4/d$  [14], т.е. меньшим диаметрам диска соответствуют большие вектора  $q_p$ . Зависимость плазменной частоты в этом случае оказывается пропорциональна корню из  $q_p$  и соответственно обратно пропорциональна корню из  $d$ . Зависимость коэффициента “смягчения” от волнового вектора двумерного плазмона  $q_p$  изображена на рис. 3.4. На этом же рисунке пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны результаты расчетов, выполненных в работах [86] и [88], в которых определялось “смягчение” плазменной моды в двумерных системах с прово-

дующими контактами. Видно, что, несмотря на то, что величина наблюдаемого масштаба “смягчения” качественно согласуется с результатами теоретических работ, на эксперименте наблюдается заметное увеличение коэффициента “смягчения” по мере роста волнового вектора плазмона  $q_p$ . Таким образом частота латерально экранированных плазмонов оказывается не пропорциональна  $d^{-1/2}$ , что свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированных плазменных волн от корневого закона.

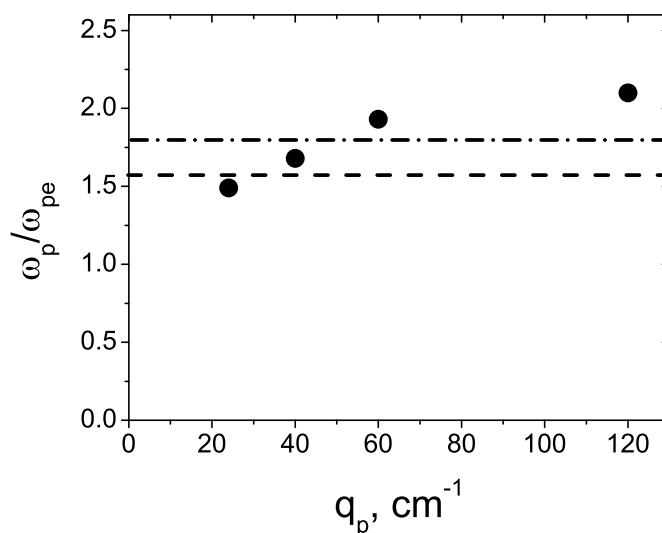


Рис. 3.4: Зависимость коэффициента “смягчения” плазменной частоты  $\omega_p/\omega_{pe}$  в случае латерального экранирования металлическим затвором от волнового вектора плазмона  $q_p$ . Штриховой и штрихпунктирной линиями обозначены результаты расчетов, выполненных в работах [86] и [88] соответственно.

Качественно наблюдаемое смягчение частоты плазменных колебаний в структурах, ограниченных металлом, представляется вполне объяснимым. Действительно, плазменные колебания представляют собой колебания плотности заряда в двумерной структуре. Наличие металлического затвора приводит к появлению в металле индуцированных зарядов противоположного знака, которые эффективно уменьшают кулоновское

взаимодействие в двумерной плазме, что и проявляется в эксперименте, как смягчение резонансных частот размерных плазменных колебаний. Однако различие между наблюдаемыми на эксперименте зависимостями величины смягчения и теоретических предсказаний требует более детальных теоретических исследований особенностей латерального металлического экранирования с учетом геометрии двумерной электронной структуры и зависимости эффективности экранирования от волнового вектора плазменных колебаний  $q_p$ .

Одно из возможных объяснений подобного расхождения может быть связано с различием граничных условий в месте перехода двумерной электронной системы в контактную область предполагаемого в теории и реализованного в эксперименте. В теоретических работах граничное условие накладывалось только на переменный потенциал плазменной волны на границе между двумерной электронной системой и металлическими контактами (потенциал равен нулю для контактов с высокой проводимостью). В то время как на гидродинамическую часть уравнений, описывающих распространение плазменной волны, наличие контакта не накладывало дополнительных граничных условий (токи беспрепятственно протекают из двумерного слоя в контакт и обратно). В геометрии же, реализованной в эксперименте, металлический затвор был изолирован от слоя двумерных электронов, что не позволяло протекать току из двумерного слоя в затвор и накладывало существенные дополнительные граничные условия на распространение плазменных волн в приконтактной области.

Таким образом, в данной главе методом оптического детектирования магнитных резонансов исследованы магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах, ограниченных в плоскости метал-

лическим затвором. Показано, что наличие металлического затвора существенно смягчает частоту магнитоплазменных резонансов. Качественно величина смягчения оказывается близкой к оценкам, полученным в теоретических работах, однако на эксперименте наблюдается увеличение фактора смягчения при уменьшении диаметра отверстия и соответственно росте волнового вектора плазмона. Наблюдаемое увеличение фактора смягчения свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированного плазмона от корневого, типичного для неэкранированных плазменных колебаний в двумерном слое электронов.

## 4 Плазменный и магнитоплазменный резонансы в квантовой яме GaAs/AlGaAs в сильном параллельном магнитном поле

В реальных квазидвумерных структурах, имеющих конечную толщину, сильное магнитное поле, направленное параллельно двумерному слою, перемешивает волновые функции различных размерно-квантованных подзон, что приводит к уменьшению энергии расщепления между размерно-квантованными подзонами и заметно влияет на энергетический спектр двумерных электронов. В частности сильное параллельное поле должно приводить к анизотропии эффективной массы электронов в плоскости двумерного слоя. Изучению данного эффекта и посвящена эта глава.

### 4.1 Влияние параллельного магнитного поля на верхнюю ветвь магнитоплазменных резонансов

Для исследования влияния параллельного магнитного поля на частоту магнитоплазменных резонансов нами был изготовлен небольшой резистивный магнит, который помещался внутрь сверхпроводящего соленоида так, что магнитное поле резистивного магнита  $B_{\perp}$  было направлено перпендикулярно магнитному полю соленоида  $B_{\parallel}$ . Разворачивая магнитное поле резистивного магнита в направлении, перпендикулярном двумерному слою электронов, можно было измерять магнитоплазменные резонансы в то время, как параллельное поле сверхпроводящего соленоида позволяло менять энергетический спектр электронной системы и анизотропию эффективной массы в плоскости двумерного слоя (рис. 4.1б). Точность выставления образца вдоль параллельного поля со-

ставляла  $10^{-3}$ . Небольшую нормальную компоненту от параллельного поля, возникающую в результате неточности выставления образца, можно было определить и компенсировать, меняя полярность магнитного поля в резистивном магните или в сверхпроводящем соленоиде.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночную селективно легированую GaAs/AlGaAs квантовую яму, шириной 40 нм с концентрацией двумерных электронов  $n = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Методом оптической литографии на данной структуре была изготовлена меза в форме диска диаметром  $d = 1$  мм. Магнитоплазменные резонансы исследовались при температуре жидкого гелия методом оптического детектирования магнитоплазменных резонансов. Для микроволнового возбуждения плазменных колебаний в двумерной электронной системе использовалась полосковая линия, в которую между полосками в небольшом углублении помещался исследуемый образец (см.рис. 4.1а). Микроволновое излучение в диапазоне от 20 до 50 ГГц подводилось к полосковой линии с помощью коаксиального кабеля.

Типичные резонансные кривые поглощения для различных значений  $B_{\parallel}$  показаны на рис. 4.2. Видно, что для различных частот микроволнового возбуждения при увеличении  $B_{\parallel}$  положение пика смещается в сторону больших значений  $B_{\perp}$ . На рис. 4.3 показаны зависимости смещения положения пика  $\Delta B$  от частоты возбуждающего излучения при  $B_{\parallel}$  равным 4 Т и 7 Т.

В случае двумерной структуры в форме диска взаимодействие плазменного и циклотронного колебаний приводит к появлению двух ветвей магнитоплазменных волн, которые могут быть записаны как [135]:

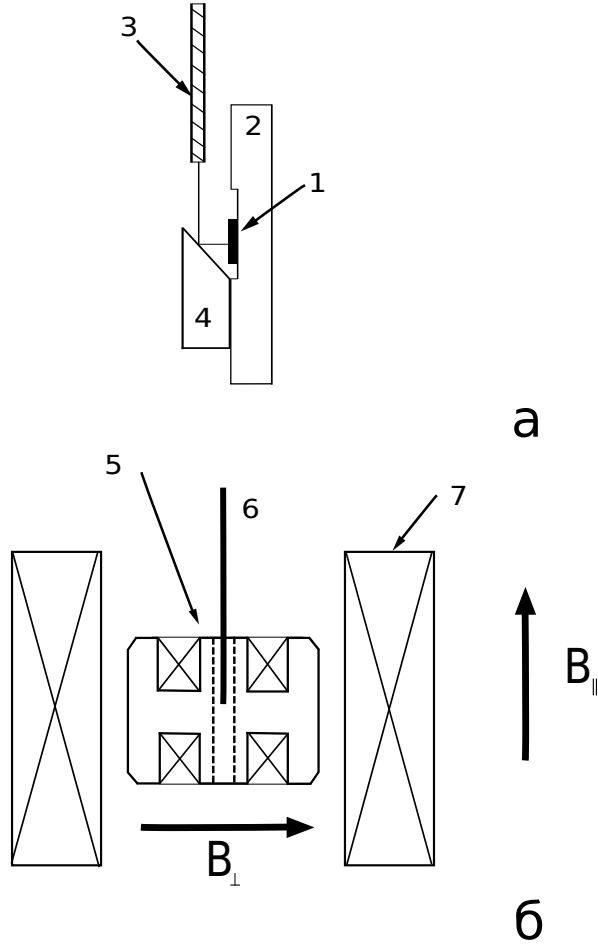


Рис. 4.1: (а) Образец 1 размещался в полосковой линии 2. Оптическое возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялось с помощью световода 3 и поворотного зеркала 4. (б) Расположение резистивной катушки 5 относительно сверхпроводящего соленоида 7. Полосковая линия 6 помещалась в отверстие резистивного магнита, изображенного пунктирной линией.

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (49)$$

где  $\omega_c = eB_{\perp}/cm^*$  – циклотронная частота,  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске, которая в отсутствие эффектов запаздывания имеет вид [14, 135]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (50)$$

где  $\bar{\epsilon}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и GaAs,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $q = 2, 4/d$  – волновой вектор плаз-

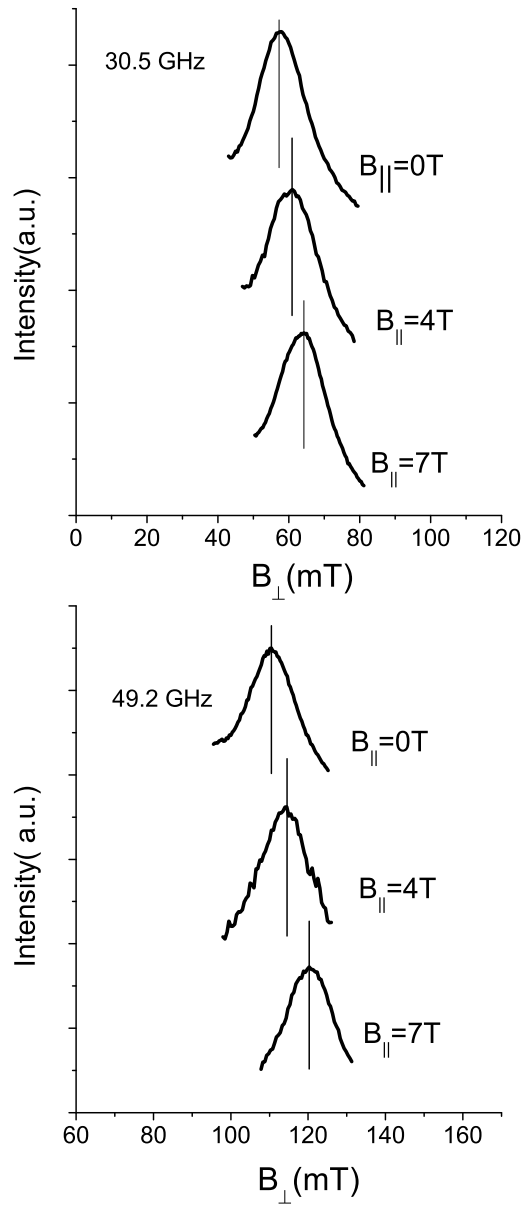


Рис. 4.2: Смещение резонансного пика магнитоплазменного возбуждения, измеренное при различных частотах, для различных значений параллельной составляющей магнитного поля  $B_{\parallel}$ .

менного колебания [14].

В данном разделе нас будет интересовать только верхняя ветвь, отвечающая циклотронному характеру движения электронов в канале. Эта ветвь обладает положительной магнитодисперсией, ее частота увеличи-



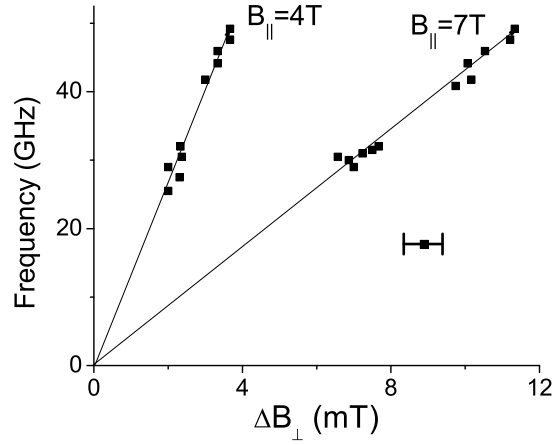


Рис. 4.3: Зависимость смещения пика резонансного поглощения микроволнового излучения  $\Delta B$  от частоты при параллельном магнитном поле, равном 4 Т и 7 Т.

вается с ростом магнитного поля и в пределе больших полей  $B_{\perp}$  асимптотически приближается к частоте циклотронного резонанса.

Наличие параллельного магнитного поля приводит к анизотропии массы двумерных электронов. При этом, как упоминалось выше, компонента электронной массы вдоль параллельного магнитного поля не зависит от поля, в то время как компонента массы, перпендикулярная полю  $B_{\parallel}$ , растет с полем. Поскольку циклотронная масса представляет собой комбинацию параллельной и перпендикулярной компонент эффективной массы

$$m_c^* = (m_{\perp} m_{\parallel})^{1/2}, \quad (51)$$

то с увеличением параллельного магнитного поля следует ожидать также увеличения циклотронной массы двумерных электронов.

Так как и циклотронная частота  $\hbar\omega_c$ , и квадрат плазменной частоты  $(\hbar\omega_p)^2$  обратно пропорциональны эффективной массе электрона, то из выражений (49) и (50) можно получить соотношение, связывающее из-

менение циклотронной массы и изменение резонансного поля  $B_{\perp}$ , в котором наблюдается резонанс для верхней магнитоплазменной ветви при частоте микроволнового резонанса  $\omega$

$$\Delta m_c^* = \frac{e\Delta B_{\perp}}{\omega c}, \quad (52)$$

где  $\Delta m_c^*$  – изменение циклотронной массы электрона в параллельном магнитном поле. Таким образом из выражения (52) видно, что частота возбуждающего излучения оказывается прямо пропорциональна сдвигу резонансного пика  $\Delta B_{\perp}$ , а из тангенса угла наклона можно найти изменение массы в параллельном поле. В частности для  $B_{\parallel}$ , равных 4 и 7 Т,  $\Delta m_c$  оказались равными  $0,013m_0$  и  $0,04m_0$  что в предположении неизменности параллельной массы  $m_{\parallel} = 0,067m_0$  соответствует поперечной компоненте массы двумерных электронов  $m_{\perp} 0,096m_0$  и  $0,171m_0$ .

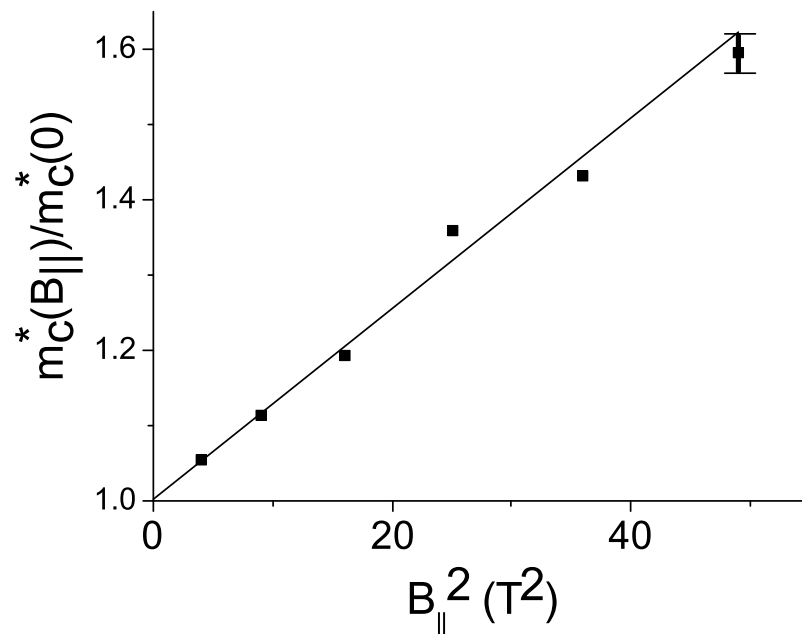


Рис. 4.4: Зависимость циклотронной массы двумерных электронов от квадрата параллельной составляющей магнитного поля.

Зависимость  $m_c^*/m^*$  как функция квадрата параллельного магнитного поля  $B_{\parallel}^2$  показана на рис. 4.4.

Для сравнения экспериментальных данных с теорией воспользуемся точным решением задачи о двумерном электроне в параллельном магнитном поле, полученным для квантовой ямы с параболическим законом изменения потенциала [92, 93]. В этом параболическом приближении зависимость модифицированной циклотронной частоты  $\tilde{\omega}_c$  от параллельной  $B_{\parallel}$  и перпендикулярной  $B_{\perp}$  компонент магнитного поля можно записать в виде :

$$\tilde{\omega}_c = \frac{\Omega_0}{\sqrt{\Omega_0^2 + \omega_{\parallel}^2}} \omega_c, \quad (53)$$

где  $\Omega_0$  – частота межподзонных переходов в квантовой яме с параболическим потенциалом,  $\hbar\omega_{\parallel} = eB_{\parallel}/m^*c$  и  $\hbar\omega_c = eB_{\perp}/m^*c$  – магнитные энергии, отвечающие движению 2D-электронов в параллельном  $B_{\parallel}$  и перпендикулярном  $B_{\perp}$  магнитном поле соответственно.

Заменяя  $\Omega_0$  величиной расщепления между основной и первой возбужденной размерно-квантованной подзоной  $E_{10}$  для модифицированной величины циклотронной массы электронов  $\tilde{m}_c^*$  можно получить следующее выражение:

$$\tilde{m}^* = m^* \sqrt{1 + \left(\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{E_{10}}\right)^2} \quad (54)$$

или после разложения в ряд:

$$\tilde{m}^* \approx m^* \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar\omega_{\parallel}}{E_{10}}\right)^2\right) \quad (55)$$

Экспериментально полученные значения (см.рис. 4.4) достаточно хорошо описываются квадратичным законом роста циклотронной массы

с параллельным полем. Наблюдаемая зависимость согласно (55) соответствует величине межподзонного расщепления  $E_{10} = 11,5 \pm 0,5$  мэВ, что примерно совпадает с экспериментально наблюдаемым расщеплением между первой и второй размерно-квантованными подзонами в наших образцах при концентрации  $n = 1,1 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Это свидетельствует, в пользу того, что изменение эффективной массы в параллельном магнитном поле в реальных селективно легированных квантовых ямах можно удовлетворительно описать в рамках модели с параболической квантовой ямой.

Таким образом, методом оптического детектирования магнитных резонансов исследовано поведение верхней “циклотронной” ветви магнито-плазменных колебаний в параллельном магнитном поле для диска диаметром  $d = 1$  мм. Измерена зависимость циклотронной массы двумерных электронов от величины параллельного магнитного поля вплоть до полей 7 Т. Показано, что в исследуемом диапазоне полей циклотронная масса квадратично растет с увеличением параллельного поля от  $m_c = 0,067m_0$  в нулевом поле до  $m_c = 0,107m_0$  в параллельном поле 7 Т. Это соответствует росту перпендикулярной компоненты тензора эффективной массы двумерных электронов более, чем в два с половиной раза до  $m_{\perp} = 0,171m_0$ .

## **4.2 Появление щели в спектре магнитоплазменных колебаний в сильном параллельном магнитном поле**

Интересным представляется изучение нижней магнитоплазменной ветви в условиях сильного параллельного поля. Анизотропия эффективной массы, наведенная параллельным магнитным полем, должна снимать

вырождение для плазменных колебаний в диске, направленных вдоль и поперек внешнего магнитного поля и существенно изменять спектр магнитоплазменных волн в районе малых циклотронных частот.

Из-за влияния сильного внешнего магнитного поля, которое механически изгибало резистивный магнит, нами был изготовлен другой небольшой резистивный магнит, который размещался внутри сверхпроводящего соленоида таким образом, чтобы максимально избежать его поворотов из-за действующего на него момента. Разворачивая магнитное поле резистивного магнита в направлении, перпендикулярном двумерному электронному слою, измерялись магнитоплазменные резонансы для различных значений параллельного магнитного поля  $B_{\parallel}$  (рис. 4.5b). Поправка, возникающая в результате не точного выставления образца относительно параллельного поля, составляла порядка  $10^{-3}$ . Она определялась и компенсировалась путем изменения направления поля у резистивного магнита или сверхпроводящего соленоида и составляла не более 20 мТ.

Для исследования была взята структура, представляющая собой одностороннюю селективно легированную GaAs/AlGaAs квантовую яму, шириной 50 нм с концентрацией двумерных электронов  $n = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . На данной структуре методом оптической литографии была вытравлена меза в форме диска диаметром  $d = 1 \text{ мм}$ .

Для микроволнового возбуждения плазменных колебаний в двумерной электронной системе образец помещался в SMA-разъем. Расположение образца в разъеме выбиралось таким образом, чтобы напряженность возбуждающего электрического поля была либо сонаправлена с внешним магнитным полем сверхпроводящего соленоида, либо перпендикулярна ему (рис. 4.5a). Такая система позволяла при фиксированных значениях

$B_{\parallel}$  и  $B_{\perp}$  непрерывно разворачивать частоту микроволнового возбуждения, которое подводилось по коаксиальному кабелю в диапазоне частот от 0,05 до 20 ГГц.

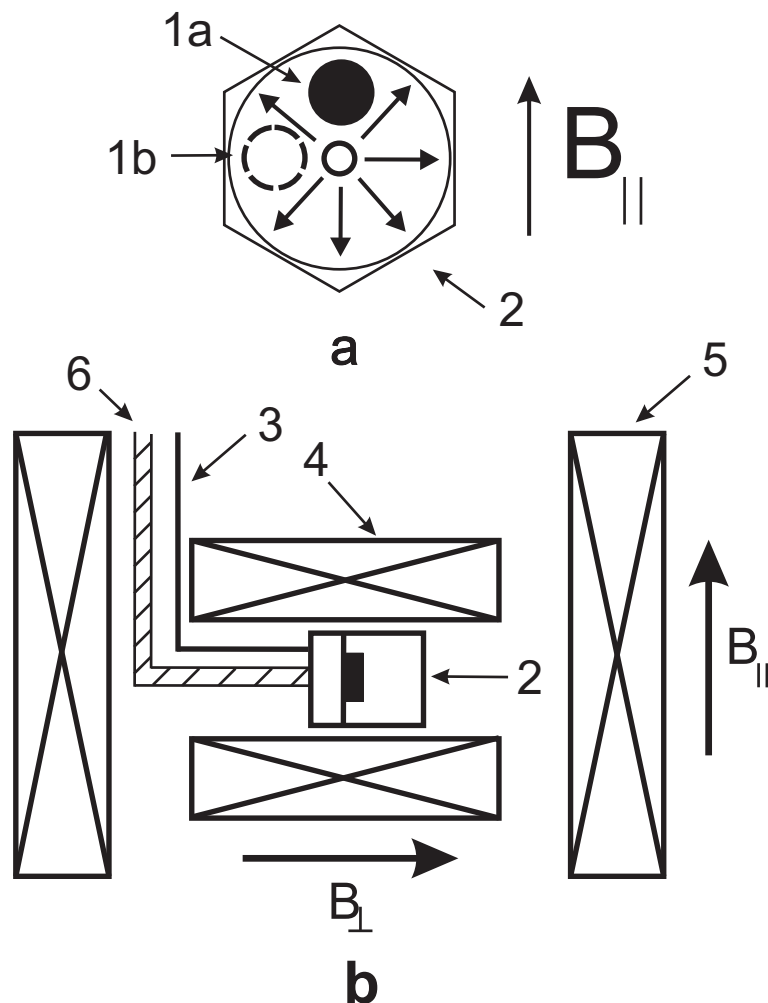


Рис. 4.5: (а) Образец 1 размещался в SMA-разъеме 2. Напряженность возбуждающего электрического поля была либо сонаправлена (1а), либо перпендикулярна (1b) по отношению к  $B_{\parallel}$ . (б) Оптическое возбуждение образца и регистрация люминесценции осуществлялось световодом 3. Резистивная катушка 4 располагалась таким образом, чтобы магнитное поле катушки было перпендикулярно полю сверхпроводящего соленоида 5. SMA-разъем вместе с образцом помещался в отверстие резистивного магнита. Микроволновое излучение подводилось по коаксиальному кабелю 6.

Магнитоплазменные возбуждения исследовались при температуре жидкого гелия методом оптического детектирования микроволновых резонансов. При фиксированном параллельном магнитном поле  $B_{\parallel}$  и для

различных значений перпендикулярного магнитного поля  $B_{\perp}$  находились значения частот, соответствующие резонансному поглощению.

Типичные резонансные кривые микроволнового поглощения для различных значений  $B_{\parallel}$  и  $B_{\perp}$  в положении 1a показаны на рис. 4.6. Видно, что с увеличением перпендикулярного магнитного поля наблюдается раздвоение пика. Пик с большей частотой отвечает в спектре магнитоплазменных волн моде с положительной магнитодисперсией, а пик с меньшей частотой – моде с отрицательной магнитодисперсией.

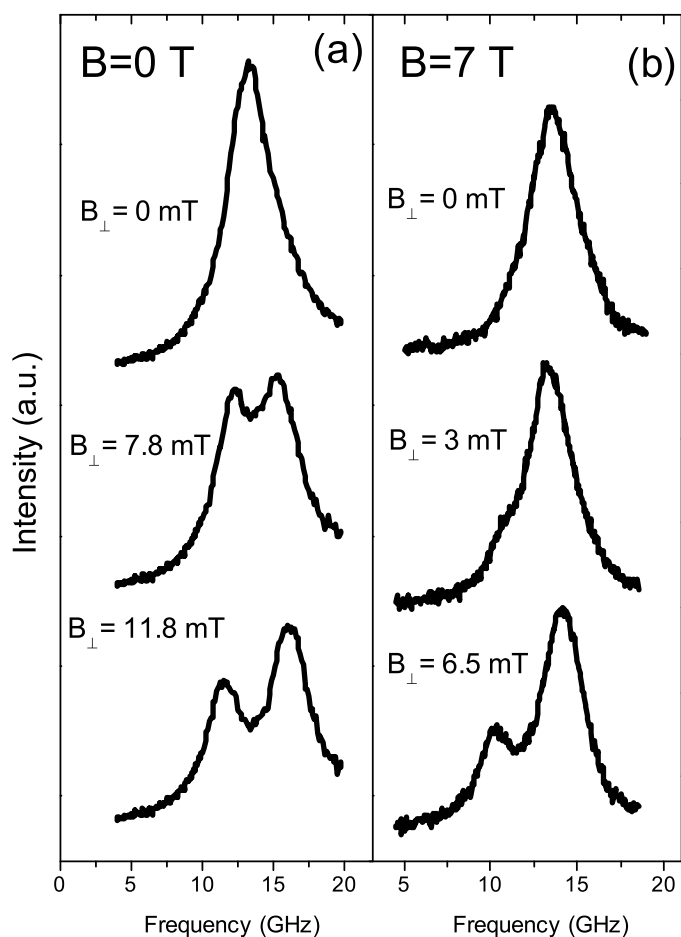


Рис. 4.6: Характерные зависимости резонансного поглощения от частоты микроволнового излучения для различных магнитных полей  $B_{\perp}$ , измеренные в диске диаметром  $d = 1$  мм в поляризации  $E \parallel B_{\parallel}$  при (a)  $B_{\parallel} = 0$  Т и (b)  $B_{\parallel} = 7$  Т.

В двумерной структуре в виде диска взаимодействие плазменного

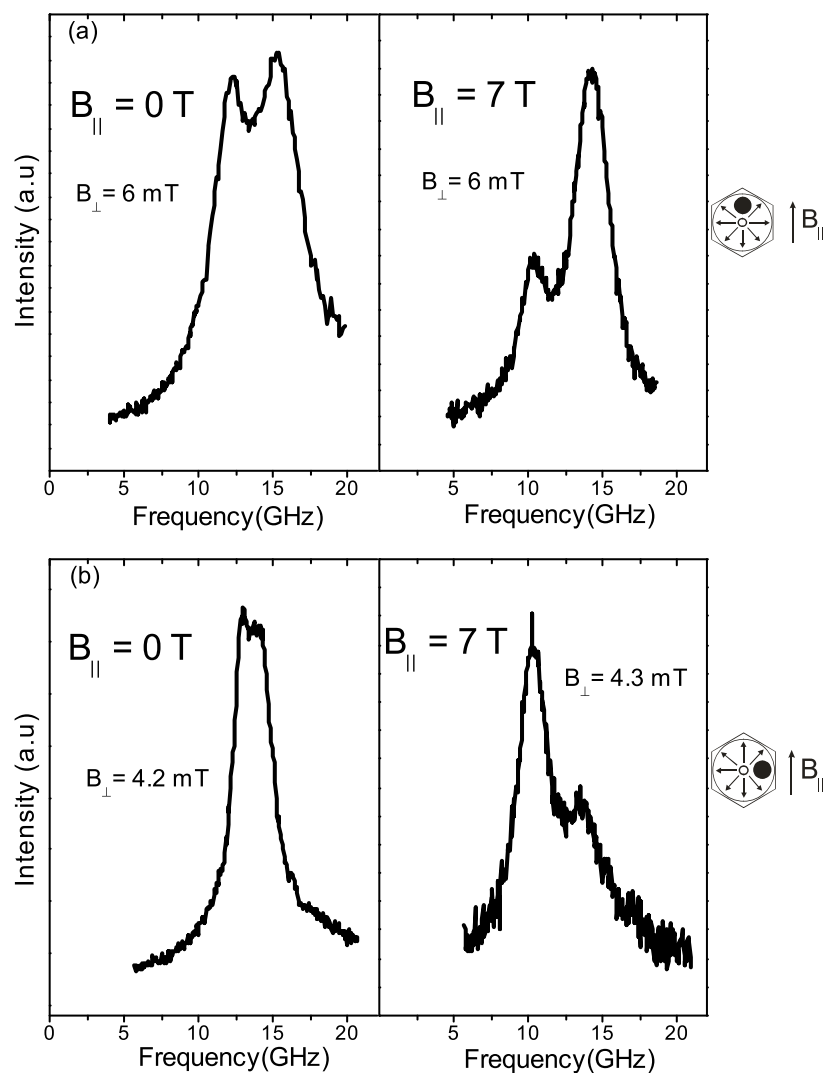


Рис. 4.7: Частотные зависимости резонансного поглощения микроволнового возбуждения для различных значений параллельного магнитного поля  $B_{\parallel}$  при фиксированном значении  $B_{\perp}$  в двух поляризациях: (a)  $E \parallel B_{\parallel}$  и (b)  $E \perp B_{\parallel}$ .

и циклотронного колебаний в отсутствие наведенной анизотропии, т.е.  $B_{\parallel} = 0$  Т, приводит к появлению двух ветвей магнитоплазменных волн (см. уравнение (49))

Из выражения (50) видно, что частота плазменного колебания непосредственно зависит от эффективной массы двумерного носителя. В случае анизотропии эффективной массы в плоскости слоя, наведенной параллельным магнитным поле, следует ожидать заметной разницы в ча-



стотах плазменных колебаний вдоль и поперек магнитного поля. Ситуация качественно напоминает имеющуюся в двумерных структурах с геометрией эллипса, где вырождение снимается за счет различной длины, характерной для плазменных колебаний, распространяющихся вдоль различных осей эллипса [140].

Снятие вырождения плазменных колебаний для плоскости двумерного диска должно приводить к нескольким следствиям. Во-первых, вместо единой плазменной частоты  $\omega_p$  появляется две моды с частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$ , отвечающие плазменным колебаниям вдоль и поперек параллельного поля  $B_{\parallel}$  соответственно. Во-вторых, заметно меняется закон дисперсии магнитоплазменных колебаний в области малых полей  $B_{\perp}$ . Вместо линейного закона характерного для плазменных колебаний в диске с наклоном  $\pm\omega_c/2$  для верхней и нижней магнитоплазменных ветвей в отсутствие параллельного поля  $B_{\parallel}$  следует ожидать квадратичного по  $B_{\perp}$  поведения, возникающего в результате отталкивания термов с частотами  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  за счет циклотронного характера движения двумерных электронов в нормальном магнитном поле  $B_{\perp}$ . В области больших магнитных полей для верхней циклотронной ветви следует ожидать перехода с квадратичного закона на линейный, отвечающий новой, более тяжелой циклотронной массе (51).

Помимо новой циклотронной частоты  $\omega_c^*$ , отвечающей новой циклотронной массе  $m_c^*$  для полей таких, что  $\omega_c^* \gg \omega_{p1}, \omega_{p2}$  в формуле (49), следует заменить плазменную частоту  $\omega_p$  на некую усредненную по  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  частоту, поскольку при больших  $\omega_c^*$  термы, отвечающие за колебания  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$  полностью перемешиваются и должны входить в выражение (49) равноправным образом.

Помимо изменения частот и характера закона дисперсии для магнитоплазменных колебаний снятие вырождения за счет наведенной анизотропии эффективной массы должно приводить к существенной трансформации правил отбора. Если в отсутствие параллельного магнитного поля плазменное поглощение не зависит от направления электрического вектора  $E$  микроволнового возбуждения в плоскости в силу круговой симметрии плазменных колебаний в двумерном диске, то в параллельном магнитном поле колебания вдоль магнитного поля с частотой  $\omega_{p1}$  будут активны в поляризации  $E \parallel B_{\parallel}$  (см.рис. 4.5(1a)), а колебания поперек магнитного поля с частотой  $\omega_{p2}$  будут активны в поляризации  $E \perp B_{\parallel}$  (см.рис. 4.5(1b)).

На рисунке 4.7 показаны зависимости магнитоплазменного поглощения для различных значений параллельного поля в двух поляризациях: рисунок 4.7а для поляризации  $E \parallel B_{\parallel}$  и рисунок 4.7б для поляризации  $E \perp B_{\parallel}$ . В обоих случаях значения перпендикулярного магнитного поля оставались постоянными, и проводились измерения для различных значений параллельного магнитного поля ( $B_{\parallel} = 0$  Т и  $B_{\parallel} = 7$  Т). Как можно заметить, интенсивности нижней и верхней моды практически одинаковы при  $B_{\parallel} = 0$  Т и значительно отличаются при  $B_{\parallel} = 7$  Т. В позиции 1а интенсивность верхней моды сильнее, чем нижней, а в позиции 1б наблюдается обратная картина.

На рисунке 4.8 показаны зависимости частоты верхних и нижних ветвей магнитоплазменных резонансов для различных значений  $B_{\parallel}$ . Следует обратить внимание на качественное изменение наблюдаемого характера дисперсии магнитоплазменных возбуждений. Если в случае  $B_{\parallel} = 0$  закон магнитодисперсии носит линейный характер, в согласии с урав-

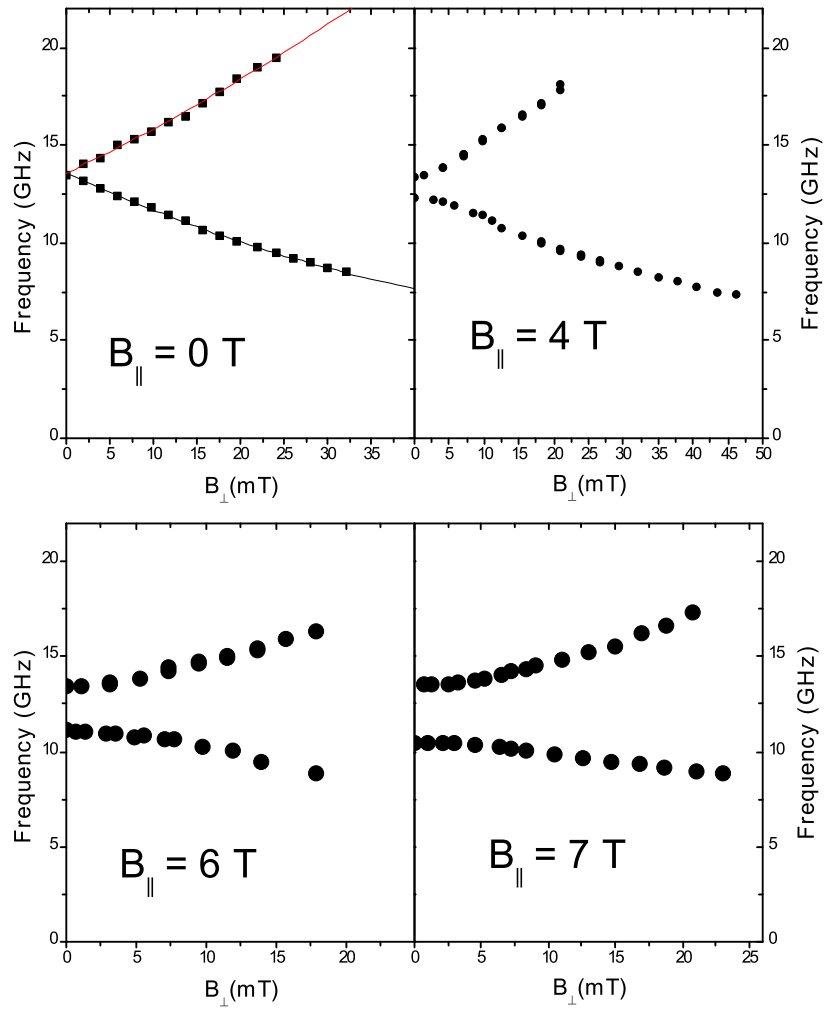


Рис. 4.8: Зависимость частоты магнитоплазменных резонансов от перпендикулярного магнитного поля  $B_{\perp}$  для различных значений  $B_{\parallel}$ . Сплошной линией показано теоретическая зависимость, полученная при помощи формулы (49).

нением (49), то в параллельном магнитном поле  $B_{\parallel} = 7$  Т изменения частот магнитоплазменных резонансов показывает параболическое поведение от  $B_{\perp}$ . Отметим также, что при включении сильного параллельного магнитного поля в спектре магнитоплазменных колебаний появляется щель. Отметим, что плазменная частота  $\omega_{p2}$  уменьшается по сравнению с  $\omega_p$  при  $B_{\parallel} = 0$  Т, в то время как  $\omega_{p1}$  не изменилась.

Наведенная параллельным магнитным полем анизотропия эффективной массы обусловлена квазидвумерным характером поведения электро-

нов в реальных квантовых ямах. Ввиду конечной величины размерного квантования в реальных структурах сильное параллельное магнитное поле приводит к подмешиванию волновых функций электронов в верхних размерно-квантованных подзонах к волновой функции электронов в основной размерно-квантованной подзоне, что и сопровождается увеличением эффективной массы электронов в плоскости в направлении, перпендикулярном полю  $B_{\parallel}$ . На рис. 4.9 показана зависимость расщепления плазменных резонансов  $\Delta\omega = \omega_{p1} - \omega_{p2}$  как функция квадрата параллельного поля  $B_{\parallel}^2$ . Видно, что в условиях нашего эксперимента наблюдаемое расщепление можно описать в рамках существующей теории, предсказывающей квадратичный по  $B_{\parallel}$  характер наведенной анизотропии эффективной массы двумерных электронов.

Таким образом, методом оптического детектирования магнитных резонансов исследованы магнитоплазменные колебания в сильном параллельном магнитном поле для диска  $d = 1$  мм. При этом закон магнитодисперсии магнитоплазменных возбуждений меняется с линейного на параболический по  $B_{\perp}$ . Снятие вырождения происходит несимметричным образом, так что частота верхней ветви  $\omega_{p1}$  практически не зависит от параллельного поля  $B_{\parallel}$  и совпадает с плазменной частотой  $\omega_p$  в отсутствие параллельного магнитного поля  $B_{\parallel}$ , в то время как частота нижней ветви  $\omega_{p2}$  заметно уменьшается с ростом  $B_{\parallel}$ . Наведенное полем расщепление  $\Delta\omega$  зависит квадратично от  $B_{\parallel}$  в исследуемом диапазоне полей, что согласуется с теоретическими предсказаниями о зависимости наведенной параллельным полем анизотропии эффективной массы 2D электронов для реальных квазидвумерных структур.

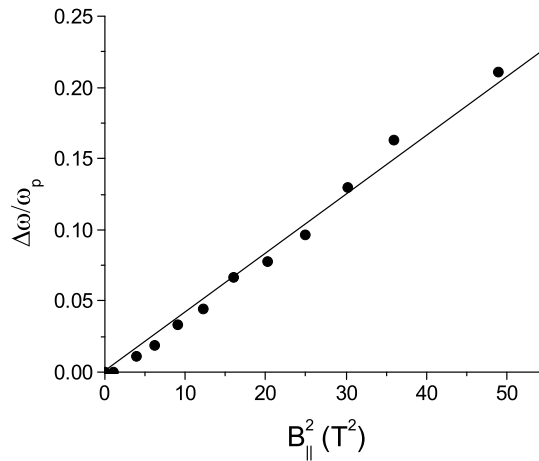


Рис. 4.9: Относительное расщепление  $\Delta\omega/\omega_p$  от квадрата параллельного магнитного поля  $B_{||}$ .

## 5 Магнитоплазменные явления в гетеропереходе ZnO/MgZnO

Последние несколько десятков лет низкоразмерные полупроводниковые структуры, такие как квантовые ямы и сверхрешетки, являются объектом как фундаментальных, так и прикладных исследований. Большое внимание в последнее время к себе привлекли низкоразмерные структуры на основе широкозонных полупроводники типа  $A^{II}B^{VI}$ . Этот интерес во многом обусловлен возможностью использования таких структур в качестве лазерных источников ультрафиолетового (УФ) диапазона. В частности, недавно в работах [122, 123] показана возможность лазерной генерации на тонких пленках ZnO при комнатной температуре. Это послужило толчком к развитию технологии роста низкоразмерных систем на основе оксида цинка.

В последнее время удалось получить гетероструктуры  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$  очень высокого качества, что подтверждается высокой подвижностью

двумерных электронов вплоть до  $800\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и наблюдением в таких структурах квантового эффекта Холла [125, 126].

Особый интерес к низкоразмерным системам на основе ZnO обусловлен значительно более сильным кулоновским взаимодействием двумерных электронов в таких системах по сравнению с низкоразмерными структурами на основе  $A^{III}B^V$  полупроводниковых соединений. Важность кулоновских корреляций в двумерных системах обычно характеризуется отношением кулоновского взаимодействия к энергии Ферми (радиусом Вигнера-Зейтца):

$$r_s = \frac{m^* e^2}{4\pi\epsilon\hbar^2\sqrt{\pi n}}, \quad (56)$$

где  $m^*$  – эффективная масса носителей заряда,  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $n$  – концентрация носителей заряда.

Большая величина эффективной массы электронов  $m^* \approx 0,29m_0$  [142] и относительно малое значение диэлектрической проницаемости  $\epsilon = 8,5$  приводит к тому, что в 2D системах на основе ZnO величина этого отношения почти на порядок превосходит значения, наблюдаемые в структурах GaAs/AlGaAs при тех же концентрациях двумерных электронов.

Наличие сильного электрон-электронного взаимодействия проявлялось в транспортных измерениях двумерных электронов с малой электронной плотностью в  $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ , где наблюдалось линейное увеличение эффективной массы композитных фермионов от магнитного поля.

В работе [127] методом поглощения СВЧ излучения в широком диапазоне частот (вплоть до 400 ГГц) изучалось положение циклотронного резонанса от магнитного поля и было показано, что циклотронная масса

электрона  $m_c = 0,3m_0$ , и эта масса не зависела от концентрации двумерных электронов.

Настоящей работой является изучение плазменных и магнитоплазменных возбуждений в гетеропереходе  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$ .

Измерения проводились на структурах  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$  ( $x = 0,02$ ), представляющих собой одиночный гетеропереход, с концентрацией двумерных электронов  $n = 3,67 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Образец размером  $1 \times 1,1 \text{ мм}^2$  помещался в SMA-разъем таким образом, что он находился между коаксиальной жилой и экраном разъема. Тем самым представлялось возможным как разворачивать частоту при фиксированном магнитном поле, так и разворачивать магнитное поле при фиксированной частоте.

Магнитоплазменные возбуждения исследовались методом оптического детектирования микроволновых резонансов с применением односветовой методики. На рис. 5.1 приведены типичные резонансные кривые микроволнового поглощения для различных магнитных полей при развороте частоты микроволнового возбуждения. Видно, что в нулевом магнитном поле наблюдается один пик, который сдвигается в сторону меньших частот с увеличением магнитного поля, что соответствует отрицательной дисперсии магнитоплазменных колебаний.

Характерные резонансные кривые поглощения для различных значений возбуждающего микроволнового излучения при развороте магнитного поля показаны на рис. 5.2. Из этого рисунка видно, что с увеличением частоты резонансный пик смещается в сторону больших магнитных полей, а значит обладает положительной магнитодисперсией.

Из-за небольшой разницы между продольным и поперечным размерами образца частоты плазменных колебаний вдоль и поперек образца

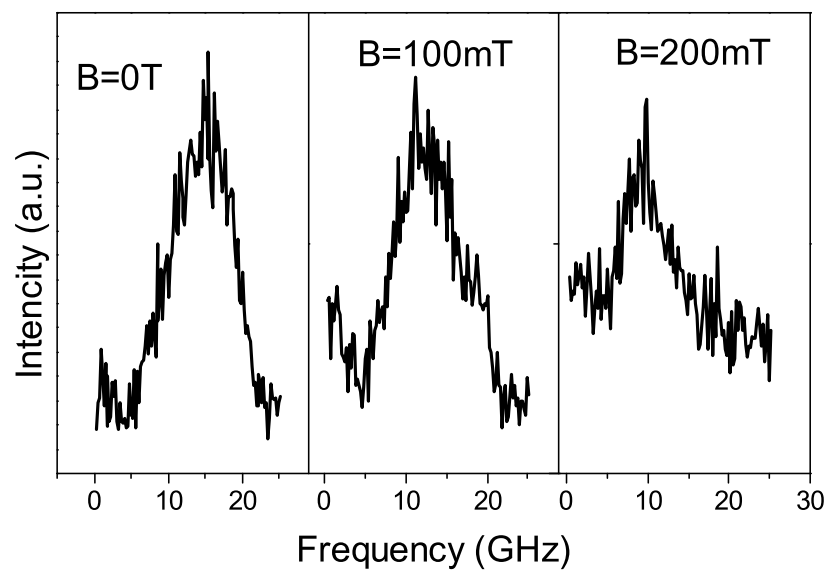


Рис. 5.1: Характерные зависимости резонансного поглощения от частоты микроволнового возбуждения для различных значений магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца.

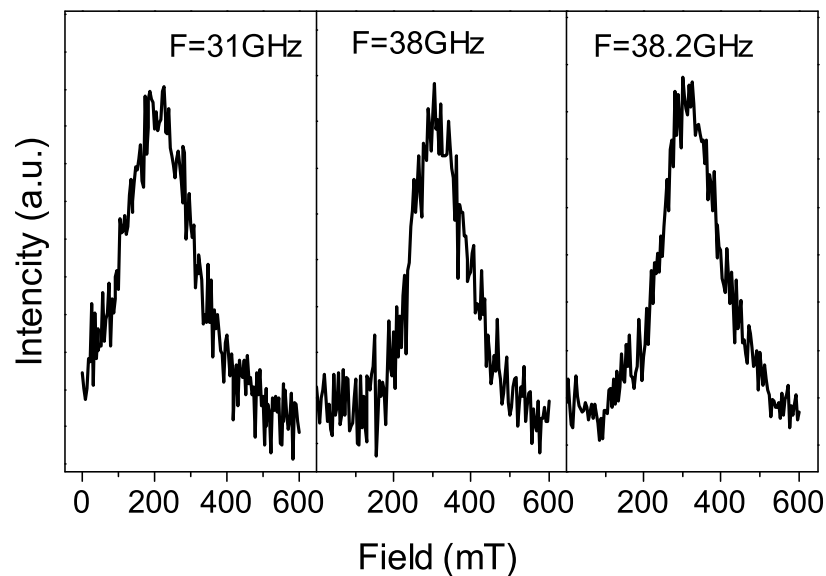


Рис. 5.2: Типичные кривые резонансного поглощения как функция магнитного поля для различных значений возбуждающего микроволнового излучения.

практически совпадают. Поэтому как и в случае магнитоплазменных колебаний в диске основным механизмом ответственным за магнитодисперсию магнитоплазменных колебаний будет являться перемешивание



плазменный и циклотронный мод:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (57)$$

где  $\omega_c = eB_{\perp}/cm^*$  – циклотронная частота,  $\omega_p$  – частота плазменных колебаний в диске, которая в отсутствие эффектов запаздывания имеет вид [14, 135]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\epsilon}} q, \quad (58)$$

где  $\bar{\epsilon}$  – среднее значение диэлектрических постоянных вакуума и ZnO,  $m^*$  – эффективная масса электронов,  $q = 2/d$  – волновой вектор плазменного колебания.

На рис. 5.3 показана зависимость частоты наблюдаемых резонансов от магнитного поля. Для сравнения на этом же рисунке сплошной линией показаны результаты расчета, выполненные по формуле (57), где в качестве циклотронной массы электрона было взято значение  $m_c = 0,31m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона. Видно, что результаты эксперимента хорошо согласуются с результатами расчетов.

На рис. 5.4а показана зависимость ширины краевого магнитоплазменного возбуждения от магнитного поля. Видно, что характерная ширина линии порядка 10-13 ГГц, что всего в несколько раз превосходит характерную ширину линии в AlGaAs/GaAs квантовых ямах при тех же концентрациях [143], и аналогично падает с увеличением магнитного поля. Аномально быстрым, в отличие от AlGaAs/GaAs, является падение амплитуды краевого резонанса (см.рис. 5.4б). Природа данного эффекта пока является неизвестной. Возможно, она связана именно с сильным электрон-электронным взаимодействием.

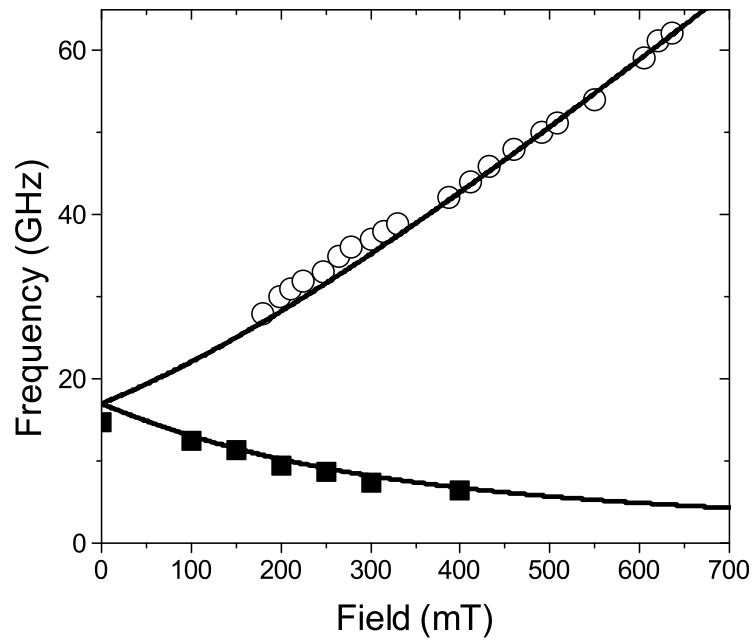


Рис. 5.3: Зависимость резонансной частоты магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, измеренные в структуре в виде прямоугольника со сторонами  $1 \times 1,1 \text{ мм}^2$ . Символами (■) показаны измерения при развороте частоты в фиксированном магнитном поле, (○) – при развороте магнитного поля в фиксированной частоте. Сплошными линиями показан расчет по формуле (57). В качестве циклотронной массы электрона взята  $m_c = 0,31m_0$

Так же были проведены температурные исследования ширины магнитоплазменных резонансов в диапазоне от 0,3 до 3 К. Измерялась ширина резонансов при развороте магнитного поля в нулевом магнитном поле. А так же в фиксированной частоте при изменении магнитного поля, а затем эта ширина пересчитывалась из мТ в ГГц. Оказалось, что ширина плазменного резонанса в измеряемом диапазоне не зависит от температуры и составляет порядка 10-13 ГГц.

Таким образом, методом оптического детектирования магнитных резонансов исследованы магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах на основе одиночного  $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$  гетероперехода, где  $x = 0,02$ . Показано, что полученная экспериментальная зави-

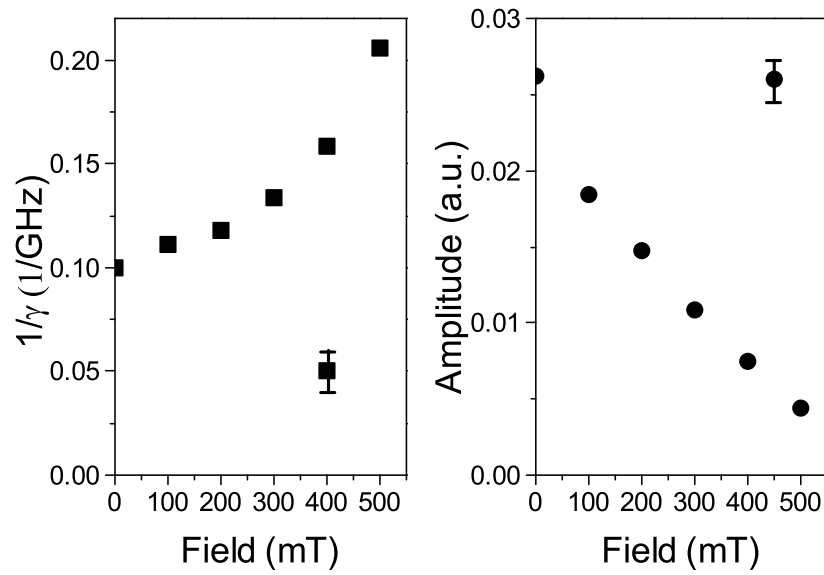


Рис. 5.4: Слева показана зависимость обратной ширины краевого магнитоплазменного возбуждения от магнитного поля. Справа изображена зависимость амплитуды краевого магнитоплазменного резонанса от магнитного поля.

Зависимость магнитоплазменных резонансов от магнитного поля достаточно хорошо теоретически описывается формулой, где в качестве циклотронной массы электрона было взято значение  $m_c = (0,31 \pm 0,05)m_0$ . Так же было обнаружено сильное затухание амплитуды краевого магнитоплазменного колебания с ростом магнитного поля, которое можно связать с сильным электрон-электронным взаимодействием. Ширина плазменного резонанса оказалась приблизительно равно 10-13 ГГц и не зависит от температуры в диапазоне от 0,3 К до 3 К.

## 6 Заключение

В настоящей диссертационной работе исследовались спектры резонансного микроволнового поглощения ограниченных двумерных электронных структур в различных магнитных полях. Целью работы являлось изучение спектров коллективных магнитоплазменных возбуждений в таких структурах, а также исследование их в сильном параллельном магнитном поле. Отдельной целью было изучение новой двумерной структуры, основанной на гетеропереходе ZnO/MgZnO. Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Исследованы магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах на основе GaAs/AlGaAs квантовых ям, ограниченных в плоскости металлическим затвором. Показано, что наличие металлического затвора существенно смягчает частоту магнитоплазменных резонансов. Качественно величина смягчения оказывается близкой к оценкам полученным в теоретических работах, однако на эксперименте наблюдается увеличение фактора смягчения при уменьшении диаметра отверстия и соответственно росте волнового вектора плазмона. Наблюдаемое увеличение фактора смягчения свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированного плазмона от корневого, типичного для неэкранированных плазменных колебаний в двумерном слое электронов.
2. Исследовано поведение верхней “циклотронной” ветви магнитоплазменных колебаний в GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном параллельном магнитном поле для диска диаметром  $d = 1$  мм. Измерена зависимость циклотронной массы двумерных электронов от величи-

ны параллельного магнитного поля вплоть до полей 7 Т. Показано, что в исследуемом диапазоне полей циклотронная масса квадратично растет с увеличением параллельного поля от  $m_c = 0,067m_0$  в нулевом поле до  $m_c = 0,107m_0$  в параллельном поле 7 Т. Это соответствует росту перпендикулярной компоненты тензора эффективной массы двумерных электронов более, чем в два с половиной раза до  $m_{\perp} = 0,171m_0$

3. Исследовано влияние параллельного магнитного поля на дисперсию объемных и краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с геометрией диска. Обнаружено, что анизотропия эффективной массы электронов, возникающая в параллельном магнитном поле, снимает вырождение для плазменных колебаний в диске, при этом в спектре магнитоплазменных возбуждений открывается щель, а закон магнитодисперсии для этих возбуждений сменяется с линейного на параболический. Величина щели определяется разницей частот плазменных колебаний вдоль и поперек поля и растет квадратично с ростом величины параллельного магнитного поля.
4. Исследованы магнитоплазменные резонансы в двумерных электронных структурах на основе одиночного  $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$  гетероперехода, где  $x = 0,02$ . Показано, что полученная экспериментальная зависимость магнетоплазменных резонансов от магнитного поля достаточно хорошо теоретически описывается формулой, где в качестве циклотронной массы электрона было взято значение  $m_c = (0,31 \pm 0,05)m_0$ . Так же было обнаружено сильное затухание амплитуды краевого магнитоплазменного колебания с ростом магнитного

поля, которое можно связать с сильным электрон-электронным взаимодействием. Ширина плазменного резонанса оказалась приблизительно равно 10-13 ГГц и не зависит от температуры в диапазоне от 0,3 К до 3 К.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за внимание и содействие в работе. Хочу отдельно поблагодарить Сергея Ивановича Губарева за совместное плодотворное сотрудничество и за многочисленные обсуждения, а также всех сотрудников Лаборатории Неравновесных Электронных Процессов ИФТТ РАН за теплую и дружескую атмосферу.

## 7 Список цитируемой литературы

### Список литературы

- [1] P. M. Platzmann, P. A. Wolff, *Solid State Phys. Advances in Research and Appl.*, eds H. 166 Ehrenreich, F. Zeitz and D. Turnbull, Suppl. 13 (Academic Press, New York and London) (1973).
- [2] T. Ando, A.B. Fowler and F. Stern, *Rev. Mod. Phys*, 54, 2 (1982)
- [3] C. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* 36, 145 (1976)
- [4] S. J. Allen, D. C. Tsui and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett* 38, 980 (1977)
- [5] T. N. Theis, J. P. Kotthaus and P. J. Stiles, *Solid State Commun* 24, 273 (1977)
- [6] T. N. Theis, “Plasmons in Inversion Layers”, *Surf. Sci.* 98, 515-532 (1980).
- [7] D. Heitmann, *Surf. Sci.* 170, 332-345 (1986).
- [8] D. C. Tsui, E. Gornik and R. A. Logan, *Solid State Commun* 35, 875 (1980)
- [9] D. Olego, A. Pinezuk, A. C. Gassard and W. Wiegmann, *Phys. Rev. B* 225, 7867 (1982)
- [10] R. Hopfel, G. Lindemann, E. Gornik, G. Stangl, A. C. Gassard and Wiegmann, *Surf. Sci.* 113, 118 (1977)
- [11] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* 54, 2367 (1985)
- [12] E. Batke, D. Heitmann, A.D. Wieck and J. P. Kotthaus, *Solid State Commun* 46, 269 (1983)

- [13] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann and J. P. Kotthaus, *Surf. Sci* 142, 442 (1984)
- [14] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801-156804 (2003)
- [15] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner and V. I. Falko, *Phys. Rev. Lett.* 92, 23 (2004)
- [16] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B.* **72**, 161317-1613204 (2005)
- [17] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* 73, 113310 (2006)
- [18] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, *Phys. Rev. B.* 75, 193307 (2007)
- [19] S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* 71, 035320 (2005)
- [20] B. Ferguson, X. C. Zhang, *Nature Mater*, 1, 26 (2002)
- [21] Chi H. Lee, *Microwave Photonics*, CRC Press, Boca Raton-London-New York (2006)
- [22] M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett* 71, 15 (1993)
- [23] M. Dyakonov and M. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* 43, 380 (1996)
- [24] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J. Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor and L. C. Brunel, *Appl. Phys. Lett* 80, 18 (2002)



- [25] W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett 81, 24 (2002)
- [26] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii and S. Romyantsev, Appl. Phys. Lett 87, 052107 (2005)
- [27] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. 81, 13 (2004)
- [28] T. Otsuji, M. Hanabe, O. Ogawara, Appl. Phys. Lett 85, 11 (2004)
- [29] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. 86, 044101 (2005)
- [30] P. S. Dorozhkin, S. V. Tovstonog, S. A. Mikhailov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. 87, 092107 (2005)
- [31] E. A. Shaner, A. D. Grine, M. C. Wanke, J. L. Reno and S. J. Allen, IEEE Photonic Tech. Lett. 18, 18 (2006)
- [32] E. A. Shaner, A. D. Grine, M. C. Wanke, J. L. Reno and S. J. Allen, IEEE Photonic Tech. Lett. 18, 18 (2006)
- [33] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M. A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Poelens, Ch. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy, Appl. Phys. Lett. 88, 141906 (2006)
- [34] B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812-815 (1999)
- [35] D. Bohm, D. Pines, Phys. Rev. 82, 625-634 (1951); Phys. Rev. 85, 338353 (1952).
- [36] Д. Пайнс, “Элементарные возбуждения в твердых телах”, издательство “Мир”, Москва (1965).

- [37] D. C. Tsui, S. J. Allen, Jr., R. A. Logan, A. Kamgar, and S. N. Coppersmith, “High Frequency Conductivity in Silicon Inversion Layers: Drude Relaxation, 2D Plasmons and Minigaps in a Surface Superlattice”, *Surf. Sci.* 73, 419-433 (1978).
- [38] R. W. Wood, *Phys. Rev.* 44, 353 (1933).
- [39] G. Ruthemann, *Ann. Phys.* 2, 113 (1948).
- [40] W. Lang, *Optik* 3, 233 (1948).
- [41] D. Pines, D. Bohm, *Phys. Rev.* 85, 338 (1952).
- [42] D. Bohm, D. Pines, *Phys. Rev.* 92, 609 (1953).
- [43] C. J. Powell, J. B. Swan, *Phys. Rev.* 115, 869 (1959).
- [44] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* 18, 546 (1967).
- [45] V. A. Volkov, S. A. Mikhailov, "Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields Elsevier (1991).
- [46] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 62, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* 35, 395 (1972)].
- [47] D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, “Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid”, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1706-1709 (1985).
- [48] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, “Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma”, *Phys. Rev. Lett.* 54, 1710-1713 (1985).
- [49] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, *Surf. Sci.* 170, 70-74 (1986).

- [50] S. J. Allen, Jr., H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, “Dimensional Resonance of the Two-Dimensional Electron Gas in Selectively Doped GaAs/AlGaAs Heterostructures”, *Phys. Rev. B* 28, 4875-4877, (1983).
- [51] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, А. П. Сеничкин, К. В. Старостин, “Экспериментальное обнаружение квантования фарадеевского вращения в двумерной электронной системе”, *Письма в ЖЭТФ*, том 43, вып. 5, стр. 255-257 (1986).
- [52] F. Kushar, R. Meisels, G. Weimann, and W. Schlapp, “Microwave Hall Conductivity of the Two-Dimensional Electron Gas in GaAs-AlGaAs”, *Phys. Rev. B* 33, 2965-2967, (1986).
- [53] A. L. Fetter, “Edge Magnetoplasmons in a Bounded Two-Dimensional Electron Fluid”, *Phys. Rev. B* 32, 7676-7684 (1985).
- [54] A. L. Fetter, “Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid Confined to a Half-Plane”, *Phys. Rev. B* 33, 3717-3723 (1986).
- [55] A. L. Fetter, “Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid: Disk Geometry”, *Phys. Rev. B* 33, 5221-5227 (1986).
- [56] В. А. Волков, С. А. Михайлов, “Краевые магнитоплазмоны - низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах”, *ЖЭТФ*, том 94, вып. 8, стр. 217-241 (1988).
- [57] В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ*, том 42, вып. 11, стр. 450-453 (1985).
- [58] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ*, том 44, вып. 11, стр. 510-513 (1986).

- [59] С. М. Апенко, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ 89, вып. 2, стр. 573-588 (1985).
- [60] В. И. Тальянский, Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 2, стр. 96-98 (1986).
- [61] С. А. Говорков, М. И. Резников, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, А. П. Сеничкин, В. И. Тальянский, Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 5, стр. 252-255 (1987).
- [62] В. И. Тальянский, “Электростатические колебания в ограниченных сверхрешетках в сильном магнитном поле”, ЖЭТФ, том 92, вып. 5, стр. 1845-1854 (1987).
- [63] R. P. Leavitt and J. W. Little, Phys. Rev. B 34, 2450-2457 (1986).
- [64] C. Dahl, S. Manus, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Appl. Phys. Lett. 66, 2271-2273 (1995).
- [65] N. Q. Balaban, U. Meirav, H. Shtrikman, and V. Umansky, Phys. Rev. B 55, 13397-13400 (1997).
- [66] Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, М. В. Костовецкий, О. Р. Матов, Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 11, стр. 430-432 (1987).
- [67] E. Y. Andrei, D. C. Glatthli, F. I. B. Williams, and M. Heiblum, Surf. Sci. 196, 501-506 (1988).
- [68] Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 66, 2657-2660 (1991).
- [69] I. Grodnensky, D. Heitmann, K. von Klitzing, K. Ploog, A. Rudenko and A. Kamaev, Phys. Rev. B, 49, 10778-10781 (1994).
- [70] H. L. Zhao, Y. Zhu, L. H. Wang, and S. C. Feng, J. Phys. Condens. Matter, 6, 1685-1694 (1994).

- [71] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 64 788-791 (1990).
- [72] D. H. Huang and G. Gumbs, Phys. Rev. B 43, 12039-12041 (1991).
- [73] K. Bollweg, T. Kurth, D. Heitmann, V. Gudmundsson, E. Vasiliadou, P. Grambow, and K. Eberl, Phys. Rev. Lett. 76, 2774-2777 (1996).
- [74] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, and W. Schlapp, Phys. Rev. B 48, 15480-15483 (1993).
- [75] H. L. Cui, V. Fessatidis, and O. Kuhn, Superlatt. Microstruct. 17, 173-176 (1995).
- [76] K. Kern, D. Heitmann, P. Grambow, Y. H. Zhang, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 66, 1618-1621 (1991).
- [77] D. Heitmann, K. Kern, T. Demel, P. Grambow, K. Ploog, and Y. H. Zhang, Surf. Sci. 267, 245-252 (1992).
- [78] С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ, том 57, вып. 9, стр. 570-574 (1993).
- [79] E. Zaremba, Phys. Rev. B 53, 10512-10515 (1996).
- [80] F. A. Reboredo and C. R. Proetto, Phys. Rev. B 53, 12617-12620 (1996).
- [81] S. A. Mikhailov and V. A. Volkov, Phys. Rev. B 52, 17260-17268 (1995).
- [82] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West, Phys. Rev. B 45, 3894-3897 (1992).
- [83] P. Hawker, P. F. Lenne, M. Tonouchi, V. W. Rampton, C. J. Mellor, and M. Henini, Physica B 194, 419-420 (1994).

- [84] Y. P. Monarkha, F. M. Peeters, and S. S. Sokolov, *J. Phys. Condens. Matter* 9, 1537-1545 (1997).
- [85] S. A. Mikhailov, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1886-1888 (1998).
- [86] V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova, A. Chaplik M. S. Shur, *Jornal of Appl. Phys.* 96, 7625 (2004).
- [87] A. Satou, V. Ryzhii, A. Chaplik, *Jornal of Appl. Phys.* 98, 034502 (2005).
- [88] S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* 74, 045325 (2006).
- [89] A. Satou, S. A. Mikhailov, *Phys. Rev B.* 75, 045328 (2007).
- [90] W. Zawadzki, S. Klahn, U. Merkt, *Phys. Rev. B* 33, 6916 (1986).
- [91] L. Smrcka and T. Junfirth, *J. Phys. Condens. Matter* 6, 55 (1994).
- [92] J. C. Maan, *Solid. State Science* 53, 184 (1984).
- [93] H. Tang and P. N. Butcher, *J. Phys. C* 21, 3313 (1988).
- [94] E. Batke and C. W. Tu, *Phys. Rev. B.* 34, 3027 (1986).
- [95] L. Smrcka, P. Vasek, J. Kolacek, T. Junfirth, M. Cukr, *Phys. Rev. B* 51, 18011 (1995).
- [96] A. Isihara and L. Smrcka, *J. Phys. C* 19, 6777 (1986).
- [97] В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин, Б.Н.Шепель, К.фон Клитцинг, К.Еберл. *Письма в ЖЭТФ*, 63, 974 (1996).
- [98] H. Jeon, J. Ding, A. V. Nurmikko, H. Luo, N. Samarth, J. K. Furdyna, W. A. Bonner, and R. E. Nahory, *Appl. Phys. Lett.* 57, 2413 (1990).
- [99] M. A. Haase, J. Qui, J. M. De Puydt, and H. Cheng, *Appl. Phys. Lett.* 59, 1272 (1991).

- [100] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nakahana, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku, *Appl. Phys. Lett.* 69, 1477 (1996).
- [101] W. Gopel and U. Lampe, *Phys. Rev. B* 22, 6447-6462 (1980)
- [102] A. Many, *Crit. Rev. Solid State Sci.* 22, 515-539 (1974)
- [103] G. Heiland and P. Kunstmann, *Surf. Sci.* 13, 72-84 (1969)
- [104] D. Kohl, G. Heiland, *Surf. Sci.* 63, 96-103 (1977)
- [105] D. Kohl, H. Moormann and G. Heiland, *Surf. Sci.* 73, 160-162 (1978)
- [106] D. Eger, A. Many and Y. Goldstein, *Phys. Lett. A* 55, 197-198 (1975)
- [107] D. Eger, A. Many and Y. Goldstein, *Surf. Sci.* 58, 18-24 (1976)
- [108] D. Eger and Y. Goldstein, *Phys. Rev. B* 19, 1089-1097 (1979)
- [109] H. Moormann, D. Kohl and G. Heiland, *Surf. Sci.* 100, 302-314 (1980)
- [110] E. Veuhoff and D. Kohl, *J. Phys. C* 14, 2395-2407 (1981)
- [111] Y. Goldstein and Y. Grinshpan, *Phys. Rev. Lett.* 39, 953-956 (1977)
- [112] Y. Goldstein and Y. Grinshpan, *Phys. Rev. B.* 19, 2256-2265 (1979)
- [113] Y. Goldstein, A. Many, I. Wagner and J. Gersten, *Surf. Sci.* 98, 599-612 (1980)
- [114] A. Many, I. Wagner, A. Rosenthal, J. Gersten and Y. Goldstein, *Phys. Rev. Lett.* 46, 1648-1651 (1981)
- [115] J. M. Hvam, *Phys. Rev. B* 4, 4459 (1971)
- [116] J. M. Hvam, *Phys. Status Solidi B* 63, 511 (1974).
- [117] H. Huang and S. Kock, *Phys. Status Solidi B* 82, 531 (1975).

- [118] C. Klingshirn, *Adv. Mater. Opt. Electron.* **3**, 103 (1994);
- [119] C. Klingshirn, *Solid State Commun.* **13**, 297 (1973).
- [120] C. Klingshirn, *Phys. Status Solidi B* **71**, 547 (1975);
- [121] C. Klingshirn, *Phys. Status Solidi B* **89**, 431 (1978).
- [122] P. Zu, Z. K.Tang, G. K. L.Wong, M. Kawasaki, A.Ohtomo, H.Koinuma, and Y. Segawa, *Solid State Commun.* **103**, 459 (1997).
- [123] D. M. Bagnall, Y. F. Chen, Z. Zhu, T. Yao, S. Koyama, M. Y. Shen, and T. Goto, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2230 (1997).
- [124] J. Falson et al., *Appl. Phys. Express* **4**, 091101 (2011).
- [125] A. Tsukazaki, A. Ohtomo, T. Kita, Y. Ohno, H. Ohno, and M. Kawasaki, *Science* **315**, 1388 (2007).
- [126] A. Tsukazaki, S. Akasaka, K. Nakahara, Y. Ohno, H. Ohno, D. Maryenko, A. Ohtomo, and M. Kawasaki, *Nat. Mater.* **9**, 889 (2010).
- [127] Y. Kasahara, Y. Oshima, J. Falson, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and Y. Iwasa, *PRL* **109**, 246401 (2012)
- [128] K. Ploog, *Angew. Chem* **100**, 611 (1988)
- [129] F. Stern, S. D. Sarma, *Phys. Rev. B* **30**, 840 (1984)
- [130] С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, *Письма в ЖЭТФ*, том **80**, вып. **10**, стр. 134-139 (2004)
- [131] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, *Письма в ЖЭТФ*, том **84**, вып. **4**, стр. 261-265 (2006).



- [132] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ, том **84**, вып. **10**, стр. 656-660 (2006)
- [133] М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунаатов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, том **90**, вып. **10**, стр. 740-745 (2009)
- [134] М. Н. Ханнанов, А. А. Фортунаатов, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, том **93**, вып. **11**, стр. 732-739 (2011)
- [135] S. J. Allen, H. L. Stormer and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B. **28**, 4875 (1983)
- [136] M. A. Zudov et al., Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).
- [137] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature **420**, 646 (2002).
- [138] M. A. Zudov et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
- [139] В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **83**, 290 (2006).
- [140] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, Solid State Comm. **80**, No. 9, pp. 673-676 (1991)
- [141] В. Е. Кирпичев, И. В. Кукушкин, В. Б. Тимофеев, В. И. Фалько, Письма в ЖЭТФ, **51**, 383 (1990).
- [142] W.S. Baer. Phys. Rev., 154, 785 (1967)
- [143] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ, **84**, 261 (2006).
- [144] С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. Е. Козлов, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, “Плазменные волны в двумерной электронной

системе при боковом экранировании металлическим затвором”,  
Письма в ЖЭТФ, том **90**(2009), стр. 588-592

- [145] В. Е. Козлов, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, “Магнитоплазменный резонанс в квантовой яме GaAs/AlGaAs в сильном параллельном магнитном поле”, Письма в ЖЭТФ, том **94** (2011), стр. 429-432
- [146] В. Е. Козлов, С. И. Губарев, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин, “Возникновение щели в спектре магнитоплазменных возбуждений 2D электронного диска в сильном параллельном магнитном поле”, Письма в ЖЭТФ, том **96** (2012), глава 8, стр. 576-580
- [147] В. Е. Козлов, А. Б. Ваньков, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuha, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, J. H. Smet, “Наблюдение плазменного и магнитоплазменного резонансов двумерных электронов в одиночном гетеропереходе MgZnO/ZnO”, Письма в ЖЭТФ, том **98** (2013), глава 4, стр. 251-254.