

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

**РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ И
НОВЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В
ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка — 2021

Содержание

Введение	5
1 Литературный обзор	17
1.1 Введение	17
1.2 Плазменные возбуждения в твёрдых телах	21
1.3 Плазменные возбуждения на поверхности твёрдых тел	24
1.4 Поверхностные волны Ценнека	29
1.5 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах	33
1.6 Двумерные плазмон-поляритонные возбуждения	41
2 Образцы и экспериментальные методики	47
2.1 Изготовление образцов	47
2.2 Оптическая методика детектирования плазменных резонансов	52
2.3 Оптическая методика определения концентрации носителей заряда в ДЭС	54
2.4 Микрополосковая методика	55
3 Новое семейство 2D «проксимити» плазменных возбуждений	60
3.1 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии полоски	60
3.2 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии диска	65
3.3 Заключение	71
4 Взаимодействие двумерной плазмы со светом	74
4.1 Введение	74
4.2 Исследование плазмон-поляритонных мод в двумерных электронных системах	75
4.3 Что будет, если скорость акустических волн приближается к скорости света?	81

4.4	Наблюдение радиационного затухания плазменных колебаний . . .	88
5	Релятивистские плазменные волны в двумерных электрон-	
	ных системах	93
5.1	Введение	93
5.2	Экспериментальное открытие релятивистских плазмонов в ДЭС с затвором	94
5.3	Физическая природа релятивистских плазмонов в ДЭС с затвором	100
5.4	Изучение условий возбуждения релятивистских плазмонов	112
6	Исследование двумерных плазменных возбуждений в систе-	
	ме с сильно анизотропным электронным спектром	119
6.1	Введение	119
6.2	Плазменные возбуждения в ДЭС с сильно анизотропным энерге- тическим спектром реализуемом в широких AlAs квантовых ямах	123
6.3	Обнаружение гигантского пьезоплазмонного эффекта в двумер- ной электронной системе на базе AlGaAs/AlAs наноструктур . . .	130
6.4	Плазменные возбуждения в ДЭС с различным заполнением долин в узких AlAs квантовых ямах	137
7	Краевые акустические магнитоплазмоны в режиме целочис-	
	ленного квантового эффекта Холла	143
7.1	Введение	143
7.2	Технология изготовления двумерных электронных систем с глад- ким профилем краевого обеднения	148
7.3	Обнаружение и исследование акустических краевых магнито- плазмонов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла .	152
7.4	Исследование акустических краевых магнитоплазменных мод вблизи фактора заполнения $\nu = 1$	158
8	«Тёмные» осесимметричные плазменные моды в двумерной	
	электронной системе	163
8.1	Введение	163

8.2	Обнаружение «тёмной» осесимметричной плазменной моды в одионочном диске двумерных электронов	164
8.3	Проявление эффектов запаздывания для «тёмных» плазменных мод в двумерной электронной системе	169
9	Плазменные возбуждения в двумерных электронных систе- мах с экранированием	174
9.1	Введение	174
9.2	Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе с сильным экранированием	175
9.3	Плазмонный интерферометр для спектроскопии микроволнового излучения	180
9.4	Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе при боковом экранировании металлическим затвором	185
	Литература	195

Введение

Изучение свойств низкоразмерных систем занимает центральное место в физике твердого тела. Важнейшим объектом для этих исследований на протяжении последних нескольких десятков лет являются двумерные электронные системы (ДЭС). Это связано с тем, что в двумерных системах наблюдается множество принципиально новых физических явлений таких как, например, целочисленный [1] и дробный квантовые эффекты Холла [2]. Также важным обстоятельством является то, что параметры ДЭС перестраиваются в широких пределах путем изменения электронной плотности или приложения внешнего магнитного поля. Это делает двумерные электронные системы уникальным объектом для исследования многочастичных коллективных эффектов в твердом теле.

Центральным вопросом физики низкоразмерных электронных систем является изучение одночастичных и коллективных элементарных возбуждений системы. Одним из типов коллективных возбуждений двумерной электронной системы является волна зарядовой плотности – плазмон. Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах интенсивно изучаются уже более полувека [3–5]. Отчасти такой интерес связан с множеством уникальных свойств, отличающих двумерные (2D) плазмоны от их трехмерных аналогов. Прежде всего, спектр двумерных плазмонов имеет бесщелевой корневой характер $\omega \propto \sqrt{q}$, что вызвано особенностью кулоновского взаимодействия в 2D системах. При этом, в отличие от плазменных волн в трехмерных объектах, скорость двумерных плазменных волн перестраивается в широких пределах посредством изменения двумерной электронной концентрации или приложения магнитного поля. Во-вторых, заряды в двумерном слое не способны эффективно экранировать трехмерное поле падающей на ДЭС электромагнитной волны. Это приводит к сильной гибридизации света с двумерной плазмой и образованию но-

вых элементарных возбуждений – плазмонных поляритонов и релятивистских плазменных волн [6; 7]. В-третьих, на свойства 2D плазмонов оказывает значительное влияние окружение ДЭС. Это вызвано тем, что двумерные системы в большинстве случаев образуются на гетероинтерфейсе, который располагается вблизи поверхности полупроводниковой подложки. Например, наличие металла на поверхности подложки существенно изменяет спектр двумерных плазменных волн, а также приводит к возбуждению дополнительных плазменных мод — «проксимити» плазмонов.

Совершенствование технологий производства полупроводниковых наногетероструктур привело в последние несколько десятилетий к значительному увеличению подвижности носителей заряда в ДЭС. Для двумерной плазмоники это открыло несколько принципиально новых возможностей, которые были реализованы в рамках работы над настоящей диссертацией. С одной стороны, улучшение качества ДЭС позволило исследовать плазменные резонансы в GaAs/AlGaAs гетероструктурах на значительно более низких частотах (2 – 10 ГГц), когда плазмонный и световой квазиимпульсы становятся сопоставимыми. Это обстоятельство открыло возможность для обнаружения и исследования двумерных плазмонных поляритонов. Кроме этого, на таких частотах плазменные моды наблюдаются на образцах макроскопического миллиметрового размера. Это позволило изучать плазменные колебания на одиночных структурах с уникальным диэлектрическим окружением, что привело к обнаружению релятивистских и «проксимити» плазменных возбуждений. С другой стороны, прогресс в росте полупроводниковых гетероструктур затронул большое количество материалов. В частности, качество двумерных электронов в AlAs квантовых ямах AlAs/AlGaAs гетероструктур возросло более чем на порядок за последнее время. Это послужило стимулом для изучения плазмонов в данном материале.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование коллективных плазменных и плазмон-поляритонных возбуждений в двумерных электронных системах.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту

1. Обнаружено новое семейство плазменных возбуждений в двумерной электронной системе – «проксимити» плазмоны (proximity plasmons). Установлено, что плазменные волны данного семейства возбуждаются в гибридной системе, состоящей из двумерной электронной системы, частично экранированной металлическим затвором. Изучены физические свойства «проксимити» плазменных возбуждений в структурах, где затвор имеет геометрию полоски, диска и кольца. В геометрии полоски и узкого кольца новые плазменные волны обладают дисперсией, сочетающей характерные черты как экранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{h}$), так и неэкранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{q}$) двумерных плазмонов и подчиняется следующему закону:

$$\omega_{\text{pr}}(q) = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon} \frac{q}{W}},$$

где W — ширина полоски металлического затвора, находящегося над ДЭС на расстоянии h , q — волновой вектор плазменной волны, направленный вдоль полоски, ε — диэлектрические проницаемости полупроводниковой подложки, n_s — концентрация двумерных электронов, а m^* — эффективная масса электронов. Продемонстрировано, что в магнитном поле у обнаруженной «проксимити» плазменной моды отсутствует краевая ветвь, а магнитодисперсия имеет квадратичный вид $\omega^2 = \sqrt{\omega_{\text{pr}}^2 + \omega_c^2}$, где ω_c — циклотронная частота.

2. В двумерных электронных системах с большой подвижностью электронов обнаружены и исследованы эффекты запаздывания. Показано, что эффекты запаздывания начинают проявляться при волновых векторах $q < 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$. В указанном режиме, из-за взаимодействия плазменной волны со светом, образуется гибридное плазмон-поляритонное возбуждение с рядом уникальных свойств. Во-первых, в режиме сильного запаздывания наблюдается заметное уменьшение частоты плазмона и сужение его линии по сравнению со значением, рассчитанным в электростатическом приближении. Во-вторых, циклотронная магнитоплазменная мода

2D плазмон-поляритона пересекает линию циклотронного резонанса и демонстрирует необычное зигзагообразное поведение.

Обнаружен второй механизм взаимодействия двумерной плазмы со светом — радиационное затухание. Показано, что радиационное затухание в основном влияет на затухание плазмона. Установлено, что ширина плазменного резонанса $\Delta\omega = \gamma + \Gamma$ складывается из некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$, задаваемого характерным временем рассеяния τ , и радиационной добавки $\Gamma = \gamma 2\pi\sigma_{2D}/c$. Установлено, что параметр запаздывания $2\pi\sigma_{2D}/c$ играет фундаментальную физическую роль в электродинамике двумерной плазмы. Подробно изучена зависимость столкновительного времени релаксации τ от электронной концентрации в ДЭС и температуры. Проведено прямое сравнение найденного времени τ со временем импульсной релаксации τ_p , полученном из транспортных измерений.

3. Обнаружено, что в режиме сильного запаздывания в двумерной электронной системе существует плазменное возбуждение принципиально нового типа — релятивистский плазмон (relativistic plasmon). Установлено, что в отличие от обычных двумерных плазмонов, которые возбуждаются лишь при $\omega_p\tau \gg 1$, релятивистские плазмоны могут резонансно возбуждаться даже когда $\omega_p\tau < 1$. При этом существование релятивистских плазменных волн определяется новым условием $2\pi\sigma_{2D} > c$. Данный критерий является очень мягким и легко выполняется вплоть до комнатной температуры для AlGaAs/GaAs гетероструктур стандартного качества ($\mu = 5000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$). В диссертационной работе для одной из полупроводниковых структур продемонстрирован резонансный плазмонный отклик вплоть до комнатной температуры. Полученные результаты могут представлять значительный интерес для микроволновых/субтерагерцовых приложений.
4. Экспериментально изучены плазменные и магнитоплазменные возбуждения в высококачественных гетероструктурах AlAs/AlGaAs. Отличительной особенностью данного класса гетероструктур является то, что носители заряда в них имеют сильную анизотропию эффективных масс в плос-

кости AlAs квантовой ямы. Установлено, что спектр 2D плазменных возбуждений ДЭС на базе AlAs квантовых ям имеет ряд уникальных особенностей. Во-первых, для абсолютно симметричных образцов в форме диска в нулевом магнитном поле в плазмонном спектре наблюдается щель. Во-вторых, плазмонный спектр претерпевает нетривиальное изменение при перераспределении носителей заряда между различными долинами. Из значений плазменных частот было установлено, что величины эффективных масс электронов в X_x и X_y долинах AlAs вдоль основных кристаллографических осей составляют $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$, $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$. Проведено детальное исследование поведения плазменных и магнитоплазменных возбуждений в высококачественных AlAs квантовых ямах с различной шириной (4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5, 7.0 и 15 нм). Методом плазмонной спектроскопии был напрямую измерен $\Gamma - X$ энергетический переход для анизотропных долин AlAs. Было установлено, что данный переход (когда $X_x - X_y$ и X_z долины меняются местами в шкале энергий) происходит при ширине квантовой ямы 6 нм.

5. Обнаружено новое семейство низкочастотных плазменных мод, отвечающих возбуждению акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП). Экспериментально исследованы физические свойства четырех АКМП мод ($j = 1s, 1, 2$ и 3). Здесь индекс j обозначает число узлов в электронной плотности на краю ДЭС. Установлено, что акустические моды больше всего проявляются в режиме квантового эффекта Холла и их общее число определяется фактором заполнения. Показано, что частота акустических магнитоплазмонов пропорциональна волновому вектору и обратно пропорциональна величине магнитного поля. При этом, АКМП мода с номером j исчезает при факторе заполнения $\nu = 2j$. Исчезновение АКМП мод сопровождается «ключеобразным» изломом в их магнитодисперсионной зависимости. В экспериментах была выявлена также дополнительная АКМП мода $j = 1s$, исчезающая при $\nu = 1$. Она наблюдалась при температуре ниже энергии спинового расщепления. Полученные экспериментальные результаты были объяснены перестройкой структуры краевых состояний ДЭС, которые в режиме целочисленного квантового эффекта

Холла представляют собой чередование полосок несжимаемой и сжимаемой электронной жидкости.

6. Разработана экспериментальная методика для возбуждения «тёмных» осесимметричных плазменных колебаний в одиночных дисках двумерных электронов. Методика основана на том, что электромагнитное излучение подводится к образцу по волноводу со встроенным оптоволоконным световодом, который формирует вблизи своего конца локально неоднородное электромагнитное поле. Проведены исследования физических свойств (дисперсия и затухание) обнаруженных тёмных плазменных возбуждений. Установлено отличное согласие экспериментальных результатов с имеющейся теорией. Исследовано проявление эффектов запаздывания для «тёмных» осесимметричных плазменных мод. Экспериментально продемонстрировано, что «тёмные» моды значительно слабее гибридизируются со светом нежели дипольно активные двумерные плазмоны. Обнаружено, что в перпендикулярном магнитном поле происходит пересечение магнитодисперсий «светлых» и «тёмных» плазмон-поляритонных мод.
7. Экспериментально исследован спектр плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с близко расположенным задним и латеральным затвором. Установлено, что наличие хорошо проводящего затвора приводит к значительному уменьшению частоты плазменных волн и модификации их спектра из корневого в линейный. Исследована зависимость наблюдаемого «смягчения» частоты плазмона от геометрических размеров ДЭС, а также взаимного расположения ДЭС и затвора. Обнаружено, что в сильном магнитном поле дисперсия плазмонов в структурах с близким задним затвором имеет квадратичный характер. Это обстоятельство позволяет поставить в соответствие магнитоплазменному возбуждению квазичастицу с эффективной массой. Показано, что такая квазичастица обладает целым рядом уникальных свойств. На основе полученных научных знаний реализована концепция перестраиваемого плазмонного спектрометра-на-чипе. В таком устройстве при развертке напряжения на заднем затворе наблюдаются интерференционные пики

в фото-ЭДС, период которых оказался обратно пропорционален квадратному корню из электронной концентрации.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию о физических свойствах различных волн, распространяющихся вдоль двумерных электронных систем. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных вопросов плазмоники, но и с точки зрения практических применений для создания и разработки систем терагерцовой электроники.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на 31-ой Международной конференции по физике полупроводников (Цюрих 2012 г.), 33-ей Международной конференции по физике полупроводников (Пекин 2016 г.), 34-ой Международной конференции по физике полупроводников (Монпелье 2018 г.), на VIII, IX, X, XI, XII, XIII и XIV Российских конференциях по физике полупроводников, а также на научных сессиях и семинарах ИФТТ РАН.

Результаты диссертационной работы были опубликованы в следующих работах:

1. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, I. V. Kukushkin «Observation of acoustic plasma waves with a velocity approaching the speed of light», Phys. Rev. B **103**, 115420 (2021).
2. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Коллективные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах», УФН **190**, 1041–1061 (2020).
3. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, I. V. Kukushkin «Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system», Phys. Rev. B **102**, 081301 (2020).
4. А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Измерение спектра двумерных "прокси"плазмонов методом стоячих волн», Письма в ЖЭТФ **111**, 316 (2020).
5. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, I. V. Kukushkin «Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system», Phys. Rev. B **102**, 081301 (2020).

6. A. R. Khisameeva, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin «Piezoplasmonics: Strain-induced tunability of plasmon resonance in AlAs quantum wells», *Appl. Phys. Lett.* **117**, 093102 (2020).
7. А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Сравнительное исследование двумерных плазменных возбуждений в гетероструктурах ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs и GaAs/AlGaAs », *ЖЭТФ* **157**, 707 (2020).
8. A. V. Shchepetilnikov, A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Kukushkin «Quantitative analysis of water content and distribution in plants using terahertz imaging», *Optical Engineering* **59(6)**, 061617 (2020).
9. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin «Two-dimensional plasmon induced by metal proximity», *Phys. Rev. B* **99**, 241406 (R) (2019).
10. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin «Two-dimensional plasmon induced by metal proximity», *Phys. Rev. B* **99**, 241406 (R) (2019).
11. V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. V. Shupletsov, and I. V. Kukushkin «Proximity Plasma Excitations in the Disk and Ring Geometries», *Phys. Rev. B* **100**, 205405 (R) (2019).
12. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider «Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells», *Journal of Applied Physics* **125**, 154501 (2019).
13. В. М. Муравьев, И. В. Андреев, С. И. Губарев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин «Проявление эффектов запаздывания для "темных" плазменных мод в двумерной электронной системе», *Письма в ЖЭТФ* **109**, 685 (2019).
14. A. V. Shchepetilnikov, B. D. Kaysin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, G. E. Tsydynzharov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, I. V. Kukushkin

- «Optimization of the frequency response of a novel GaAs plasmonic terahertz detector», *Optical and Quantum Electronics* **51**, 376 (2019).
15. А. А. Загитова, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин «Обнаружение "темной" осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов», *Письма в ЖЭТФ* **108**, 478 (2018).
 16. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, L. Tiemann, W. Dietsche, and W. Wegscheider «Direct observation of a $\Gamma - X$ energy spectrum transition in narrow AlAs quantum wells», *Phys. Rev. B* **97**, 115308 (2018).
 17. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, and I. V. Kukushkin «Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks», *Phys. Rev. Lett.* **121**, 176804 (2018).
 18. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin «Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system», *Phys. Rev. B* **96**, 161405(R) (2017).
 19. V. M. Muravev, I. V. Andreev, V. N. Belyanin, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin «Observation of axisymmetric dark plasma excitations in a two-dimensional electron system», *Phys. Rev. B* **96**, 045421 (2017).
 20. А. Р. Хисамеева, С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах», *Письма в ЖЭТФ* **106**, 29 (2017).
 21. V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin «Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system», *Phys. Rev. B* **93**, 041110(R) (2016).
 22. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, A. A. Dremin, I. V. Kukushkin «Plasmonic interferometer for spectroscopy of microwave radiation», *Письма в ЖЭТФ* **103**, 428 (2016).

23. В. М. Муравьев, В. В. Соловьев, А. А. Фортунатов, Г. Э. Цыдынжапов, И. В. Кукушкин «К вопросу о быстродействии терагерцовых плазмонных детекторов», Письма в ЖЭТФ **103**, 891 (2016).
24. V. M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, and I.V. Kukushkin «Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System», Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).
25. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin «Dispersion of volume relativistic magnetoplasma excitation in a gated two-dimensional electron system», Письма в ЖЭТФ **102**, 859 (2015).
26. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, В. Н. Белянин, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин «Когерентный и некогерентный вклады в затухание циклотронного магнитоплазменного резонанса двумерных электронов», Письма в ЖЭТФ **102**, 938 (2015).
27. V. M. Muravev, A. R. Khisameeva, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, «Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells», Phys. Rev. B **92**, 041303(R) (2015).
28. С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, В. Н. Белянин, И. В. Кукушкин «Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с сильным экранированием», Письма в ЖЭТФ **102**, 517 (2015).
29. П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе», Письма в ЖЭТФ **100**, 732 (2014).
30. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin and I. V. Kukushkin «Measurement of cyclotron resonance relaxation time in the two-dimensional electron system», Appl. Phys. Lett. **105**, 202106 (2014).

31. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, and I. V. Kukushkin «Ultrastrong coupling of high-frequency two-dimensional cyclotron plasma mode with a cavity photon», *Phys. Rev. B* **87**, 045307 (2013).
32. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin «Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect», *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082102 (2012).
33. I. V. Andreev, V. M. Muravev, D. V. Smetnev, and I. V. Kukushkin «Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge», *Phys. Rev. B* **86**, 125315 (2012).
34. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин «Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu=1$ », *Письма в ЖЭТФ* **96**, 588 (2012).
35. V. M. Muravev, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche «Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators», *Phys. Rev. B* **83**, 075309 (2011).
36. Д. В. Сметнев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин «Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения», *Письма в ЖЭТФ* **94**, 141 (2011).
37. В. М. Муравьев, А. А. Фортунатов, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин «Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосках двумерных электронов», *Письма в ЖЭТФ* **92**, 513 (2010).
38. 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* **90**, 588 (2009).
39. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing «Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures», *Phys. Rev. B* **75**, 193307 (2007).

40. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, and K. von Klitzing «Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption», Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Введение

Плазма – это квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, который благодаря многочастичному взаимодействию проявляет коллективные свойства. Сам термин «плазма» происходит от древнегреческого *πλασμα*, что означает нечто сформированное или вылепленное. По-видимому, этот термин был выбран по ошибке, поскольку плазма, напротив, из-за коллективного поведения составляющих ее частиц не стремится подчиняться внешним воздействиям, а скорее наоборот, ведет себя автономно согласно своему состоянию.

Фундаментальной особенностью поведения плазмы является её способность экранировать действующие на неё электрические поля. Внесенный в плазму внешний заряд практически мгновенно обрастает облаком экранирующих зарядов с характерным размером

$$\lambda_D^2 = \frac{k_B T}{4\pi n e^2},$$

где n — плотность электронов образующих плазму, e — их заряд, T — температура плазмы, а k_B — постоянная Больцмана. Величина λ_D называется дебаевской длиной экранировки. В вырожденной плазме длина экранировки называется радиусом Томаса - Ферми и определяется как:

$$\lambda_{TF}^2 = \frac{E_F}{6\pi n e^2}.$$

Здесь E_F – энергия Ферми электронов. Ионизованный газ является плазмой только тогда, когда его плотность достаточно велика, то есть λ_D много меньше характерного размера системы L . Чтобы носители заряда в плазме свободно двигались друг относительно друга, а плазма в целом обладала коллективными свойствами необходимо, чтобы выполнялось неравенство:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1.$$

Одно из самых важных условий, налагаемых на свойства плазмы, заключается в отсутствии частых столкновений. Действительно, слабоионизованный газ нельзя рассматривать как плазму, поскольку столкновения ионов с атомами настолько частые, что их движение определяется обычной диффузией, а не силами Кулона. Если ω_p – характерная частота плазменных колебаний, а τ – среднее время столкновениями, то для того, чтобы ионизованный газ обладал свойствами плазмы, а не обычного газа, должно выполняться условие $\omega_p \tau \gg 1$.

В 1929 году И. Ленгмюр и Л. Тонкс разработали простую теорию и провели пионерский эксперимент по исследованию электронных и ионных колебаний в ионизованном газе [8]. Объектом исследований выступал газовый разряд с равным количеством электронов и ионов $10^{14} < n < 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Это исследование было мотивировано необходимостью разработать вакуумные электронные лампы, которые могли бы пропускать большие токи, а для этого их нужно было наполнять ионизованным газом большой плотности. Именно в этой работе было впервые введено понятие плазменной частоты и раскрыт её физический смысл

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}.$$

Плазменные возбуждения, обнаруженные Ленгмюром относятся к классу электростатических плазменных волн. Это волны, у которых переменное электрическое поле направлено вдоль направления распространения волны, а переменное магнитное поле вообще отсутствует (здесь мы пренебрегаем эффектами запаздывания). Довольно продолжительное время считалось, что волны данного типа не обладают дисперсией. Однако, в 1945 году Власовым и Ландау была разработана строгая кинетическая теория плазменных колебаний [9; 10].

Позже Бомом и Гроссом была найдена наглядная интерпретация этих результатов на основании гидродинамического подхода [11]. Авторами этих работ было установлено, что температура плазмы T определяет дисперсионный закон электронных плазменных волн

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3k_B T}{m_e} q^2. \quad (1.1)$$

Здесь $q = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор плазмона, λ — длина волны плазмона. В своей работе [9] Власов провел упрощенное вычисление кинетического интеграла по скоростям v и пренебрег расходимостью при $v = \omega/q$. Годом позже Лев Ландау, воспользовавшись интегрированием в комплексной плоскости, смог точно посчитать интеграл и дополнительно к дисперсионному закону (1.1) предсказал новый механизм бесстолкновительного затухания плазменных волн — затухание Ландау [10]. Экспериментальная проверка дисперсии (1.1) состоялась лишь 20 лет спустя [12; 13]. Эксперименты проводились с плазмой в газоразрядной натриевой лампе. Дисперсия электростатических плазменных волн (рис. 1.1) измерялась интерферометрическим методом по стоячим плазменным волнам между возбуждающей и детектирующей сетками.

Существует принципиально отличающийся от электростатических тип плазменных волн — электромагнитные плазменные волны. Они отвечают распространению электромагнитных волн через плазму как среду. Электромагнитные плазменные возбуждения являются поперечными волнами с ненулевым переменным магнитным полем. Для того, чтобы понять как электромагнитная волна распространяется через трёхмерную плазму, запишем уравнение Максвелла:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}.$$

Предположим, что в плазме распространяется монохроматическая электромагнитная волна $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{q}\vec{r} - i\omega t}$ и $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. Тогда уравнение преобразуется к виду

$$\nabla \times \vec{H} = \left(1 + i \frac{4\pi\sigma(q, \omega)}{\omega} \right) \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\varepsilon_{3D}(q, \omega)}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

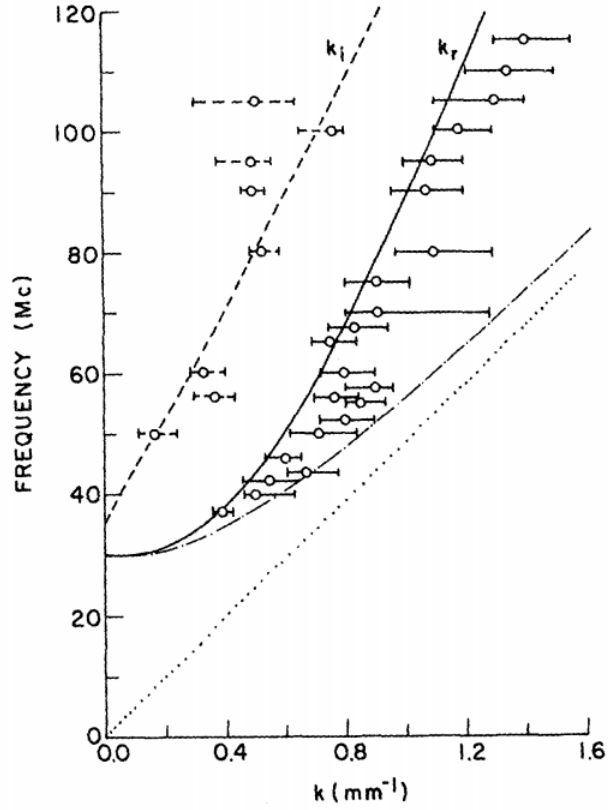


Рисунок 1.1: Дисперсия электронных плазменных волн, распространяющихся в плазме с температурой $T = 2040$ К. Точечная кривая показывает тепловую скорость $\omega/q = \sqrt{3}k_B T/m_e$. Штрихпунктирной линией показан дисперсионный закон (1.1). Отличие теории от эксперимента определяется более высокими членами в разложении плазменной частоты по q . Из работы [12].

Таким образом, находим

$$\varepsilon_{3D}(q, \omega) = 1 + i \frac{4\pi\sigma(q, \omega)}{\omega}. \quad (1.2)$$

Если предположить, что проводимость плазмы можно описать в приближении Друде $\sigma(q, \omega) = \sigma_0/(1 - i\omega\tau)$ (τ — время электронной релаксации), то у уравнения (1.2) есть два интересных предельных случая.

Если $\omega\tau \gg 1$, то $\sigma(\omega) = i\sigma_0/\omega\tau$, тогда с учётом того, что $\sigma_0 = ne^2\tau/m_e$ находим

$$\varepsilon_{3D}(q, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \omega\tau \gg 1 \quad (1.3)$$

Если теперь записать дисперсию электромагнитных плазменных волн, то мы придем к следующему выражению

$$\omega^2 = \frac{c^2 q^2}{\varepsilon_{3D}} = \omega_p^2 + c^2 q^2. \quad (1.4)$$

Из уравнения (1.4) видно, что электромагнитные волны с частотой меньше плазменной $\omega < \omega_p$ не могут распространяться через плазму.

Если $\omega\tau \ll 1$, то $\sigma(\omega) = \sigma_0$, тогда с учётом того, что $\sigma_0 = ne^2\tau/m_e$ находим

$$\varepsilon_{3D}(q, \omega) = i \frac{4\pi\sigma_0}{\omega}, \quad \omega\tau \ll 1$$

В таком случае волновой вектор электромагнитной волны в среде определяется формулой:

$$q = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{3D}} = (1 + i) \frac{2\pi\sigma_0 \omega}{c}.$$

Согласно этому выражению видно, что волна экспоненциально затухает вглубь плазмы. Данное затухание происходит на масштабах, так называемого, скин-слоя

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_0 \omega}}.$$

1.2 Плазменные возбуждения в твёрдых телах

В металлах и полупроводниках свободные электроны и дырки образуют плазму, в которой наблюдаются такие же колебания и неустойчивости, как и в газовой плазме. Однако, плазма в твердотельных системах гораздо стабильнее и её проще контролировать. Это обстоятельство делает плазму в твёрдых телах уникальным объектом для изучения фундаментальных вопросов плазменной физики. Исследования плазменных явлений в физике твердого тела началось с экспериментальной работы Р. Вуда [14], в которой исследовалось прохождение ультрафиолетового излучения через тонкие плёнки щелочных металлов (рис. 1.2). Важнейшим наблюдением Вуда было то, что отражение излучения пропадает при длинах волн меньше определённого значения. Этот факт был объяснён в работах К. Зинера и Р. Кронига [15; 16], в которых было предложено применить концепцию плазмы к электронам проводимости в металлах.

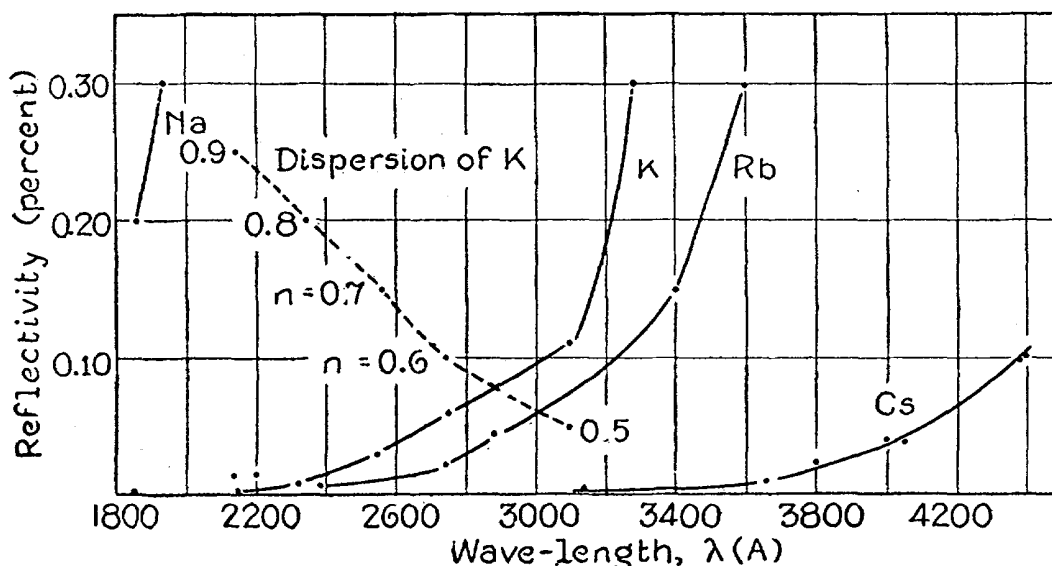


Рисунок 1.2: Зависимость коэффициента отражения от длины волны для тонких плёнок щелочных металлов. Также показана дисперсия для калия. Из работы [14].

Прозрачность щелочных металлов в ультрафиолетовой области спектра связана с распространением в них поперечных электромагнитных плазменных волн.

Прямое экспериментальное наблюдение электростатических плазменных волн было произведено Р. Рутеманом и В. Лангом [17; 18] в 1948 году. В этих экспериментах на фольгу из алюминия направлялся высокоэнергетический пучок электронов. При этом в спектре энергетических потерь наблюдалась серия пиков. Результаты этих экспериментов были интерпретированы Дэвидом Бомом и его аспирантом Дэвидом Пайнсом как возбуждение электростатических плазменных волн, квант которых был назван «плазмоном» [19–21]. Бому и Пайнсу удалось при помощи нескольких унитарных преобразований ренормализовать исходный гамильтониан системы электронов, взаимодействующих по закону Кулона, к виду, включающему два слагаемых: кинетическую энергию невзаимодействующих экранированных электронов и член, отвечающий за энергию элементарных возбуждений рассматриваемой системы - плазменных колебаний. Таким образом, квантовая плазма в твердом теле характеризуется весьма организованным, или коллективным поведением, которого можно было бы ожидать исходя из дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия. Для типичных металлов энергия плазмона (одного кванта плазменных колебаний) оказалась равной 10 эВ. Энергия плазмона оказалась такой боль-

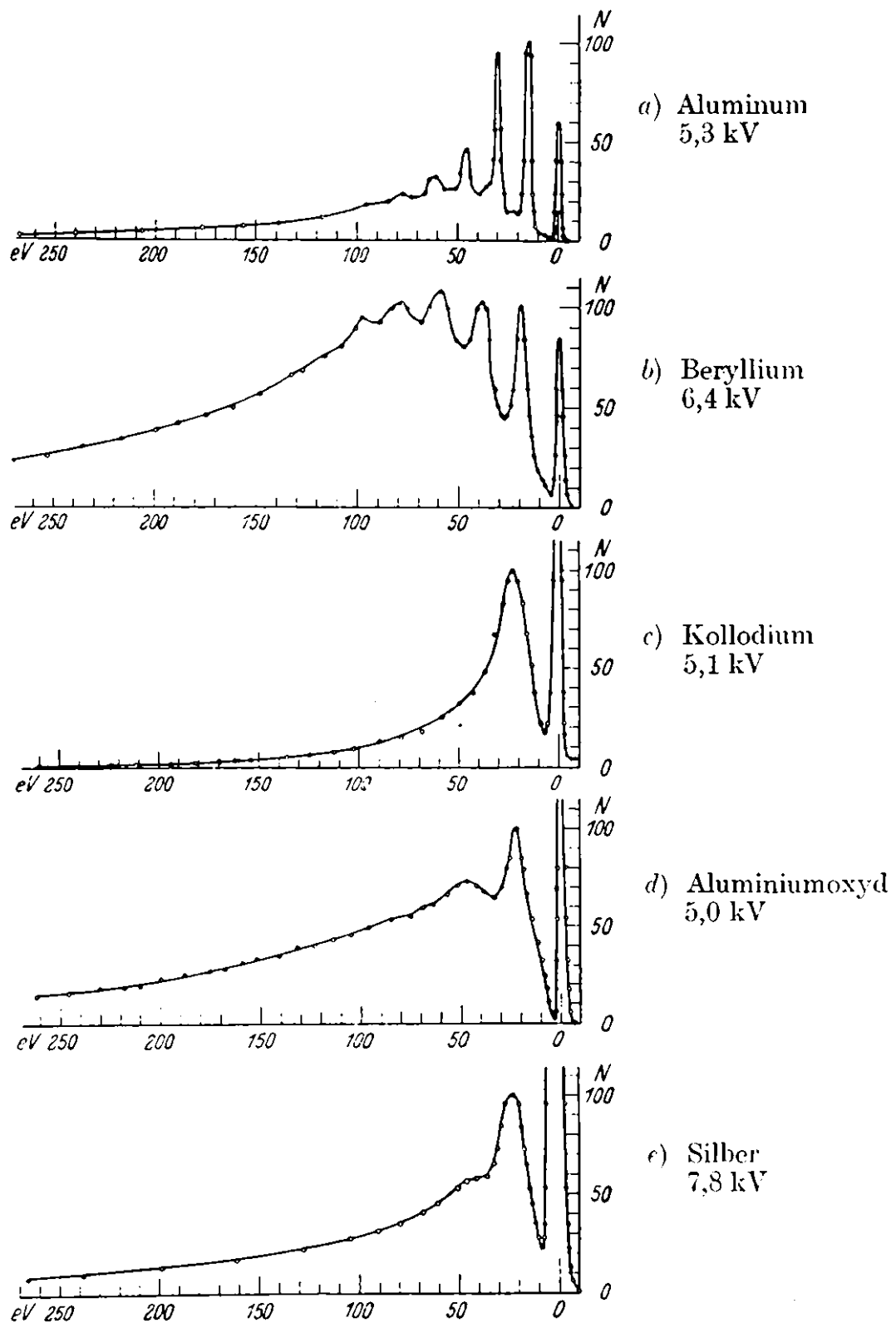


Рисунок 1.3: Спектр энергетических потерь электронов, пролетающих сквозь тонкие (150 – 300 Å) плёнки различных металлов. Из работы [17].

шой по сравнению с энергией одночастичных возбуждений потому, что плазменные возбуждения с большими длинами волн представляют собой когерентное движение очень большого числа электронов. Предложенная концепция также

объяснила почему модель Зоммерфельда невзаимодействующих электронов работает так хорошо, несмотря на наличие кулоновского взаимодействия, сопоставимого с кинетической энергией электронов.

1.3 Плазменные возбуждения на поверхности твёрдых тел

Кроме объёмных плазменных колебаний в трёхмерных электронных системах, на границе раздела металл - диэлектрик могут распространяться поверхностные возбуждения. Первое теоретическое описание данных волн было предложено Арнольдом Зоммерфельдом в 1899 году [22]. Он установил, что если вдоль границы раздела двух диэлектрических сред с проницаемостями ε_1 и ε_2 распространяется электромагнитная волна, то её потенциал можно описать как

$$\varphi = \varphi_0 e^{-q_z|z|} \cos(q_x x - \omega t).$$

Здесь ось x выбрана в плоскости раздела диэлектриков вдоль направления распространения волны, ось z перпендикулярна этой плоскости. Из непрерывности перпендикулярной к границе компоненты электрической индукции $D = -\varepsilon \partial\varphi/\partial z$, находим

$$\frac{q_{z1}}{\varepsilon_1} + \frac{q_{z2}}{\varepsilon_2} = 1.$$

Для компонент поля волны в каждом из диэлектриков можно написать следующее волновое соотношение:

$$q_x^2 + q_{z1}^2 = \varepsilon_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2,$$

$$q_x^2 + q_{z2}^2 = \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2.$$

Из последних трёх уравнений легко найти дисперсионный закон поверхностных волн:

$$q_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (1.5)$$

Если первая среда представляет собой вакуум $\epsilon_1 = 1$, а вторая — плазму металла с диэлектрической проницаемостью (1.3), то решение уравнения (1.5) соответствует поверхностным плазмон-поляритонным волнам (surface plasmon-polariton waves). В литературе эту локализованную на поверхности раздела двух сред волну принято называть модой Фано. При больших волновых векторах q частота этих поверхностных волн составляет $\omega = \omega_p/\sqrt{2}$, тогда как при малых волновых векторах поверхностная плазменная волна сильно гибридизируется со светом и $\omega = cq$ (рис. 1.4). Если первая среда имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_1 = \epsilon$, то в коротковолновом пределе плазменная частота составляет $\omega = \omega_p/\sqrt{1 + \epsilon}$. Очень часто частота поверхностных плазмонов бывает сдвинута за счет наличия оксидных пленок на поверхности металлов, поэтому учёт ϵ_1 необходим. Следует заметить, что если $\epsilon_2 = \epsilon' + i\epsilon''$, то необходимым условием существования поверхностных плазмон-поляритонных возбуждений является одновременное выполнение двух условий: $\epsilon' < 0$ и $|\epsilon'| \gg \epsilon''$.

По-видимому, первое экспериментальное наблюдение поверхностных плазмон-поляритонов было выполнено Робертом Вудом в 1902 году [23]. Роберт

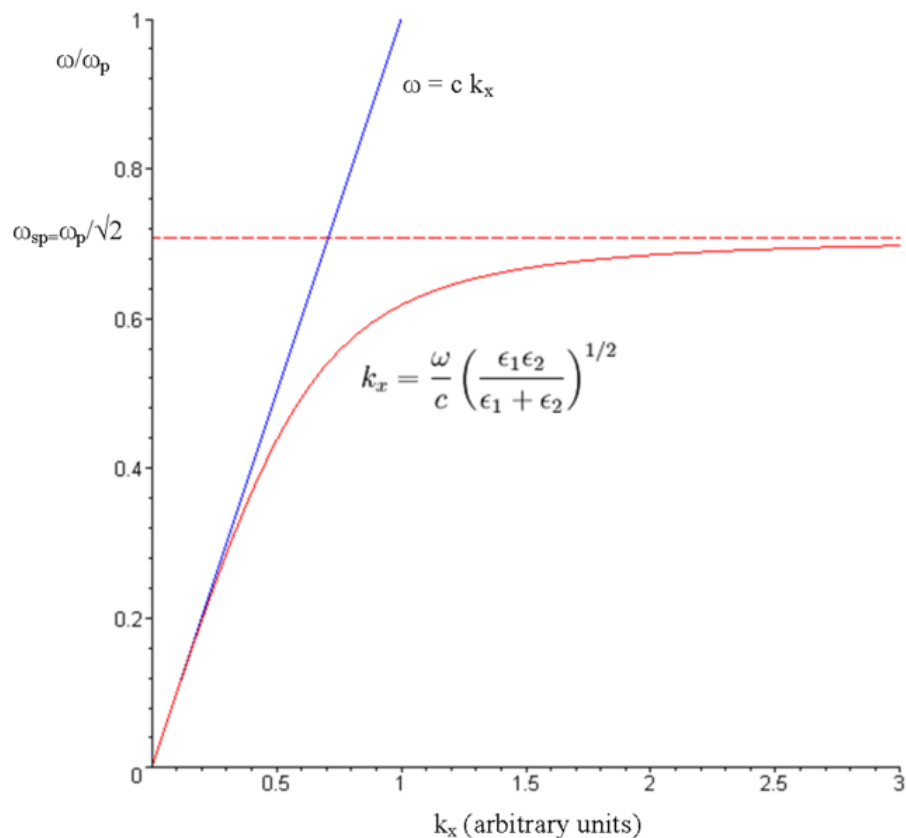


Рисунок 1.4: Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонных волн. Картинка взята из Wikipedia.

Вуд обнаружил, что в оптических спектрах пропускания дифракционных решёток наблюдается серия ярких и темных линий (рис. 1.6). Это физическое явление было названо аномалией Вуда. Важно, что соответствующие особенности наблюдались лишь в р-поляризации падающего излучения. Первая попытка объяснить аномалии Вуда была предпринята в 1907 году лордом Рэлеем [24]. Рэлей связал наблюдаемые аномалии в спектре с высшими порядками интерференции, которая происходит вдоль плоскости дифракционной решётки. Согласно знаменитой формуле для максимумов в прохождении через дифракционную решётку с периодом d

$$\sin \theta_n = \sin \theta + n\lambda/d,$$

где θ — угол падения, θ_n — угол дифракционного максимума порядка n в прохождении, λ — длина волны света. Рэлей предположил, что особенности в спектре пропускания возникают, когда $\sin \theta_n = \pm 1$. Таким образом, длины волн, соответствующие аномалиям Вуда определяются формулой:

$$n\lambda/d = -\sin \theta \pm 1, \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \quad (1.6)$$

Рисунок 1.5 показывает спектры пропускания, полученные Вудом для нескольких углов падения р-поляризованной волны на дифракционную решётку с периодом $d = 1760$ нм. При угле падения в $\theta = 4^\circ 12'$ возникает узкая желтая линия при $\lambda = 609$ нм ($n = -3$) и темная линия в зеленой части спектра при $\lambda = 517$ нм ($n = +3$). Достаточно продолжительное время интерпретация Рэрея считалась верной. Никто даже не обратил внимания на небольшое, но систематическое отличие теоретического предсказания согласно (1.6) с экспериментов Вуда. Действительно, согласно формуле (1.6) $\lambda_{n=-3} = 630$ нм и $\lambda_{n=+3} = 544$ нм. Однако в 1936 году Джон Стронг провел ряд экспериментов, которые продемонстрировали, что рассуждения лорда Рэрея не совсем верны [25]. Стронг обнаружил, что аномалии Вуда возникают только на металлических дифракционных решётках. Также оказалось, что для различных металлов (серебро, золото, медь, алюминий, магний) расположение резких краев темных зон в спектре пропускания оказалось одинаковым, а ярких — различным, несмотря на одинаковый период дифракционной решётки. Наконец, в 1941 году Уго Фано удалось

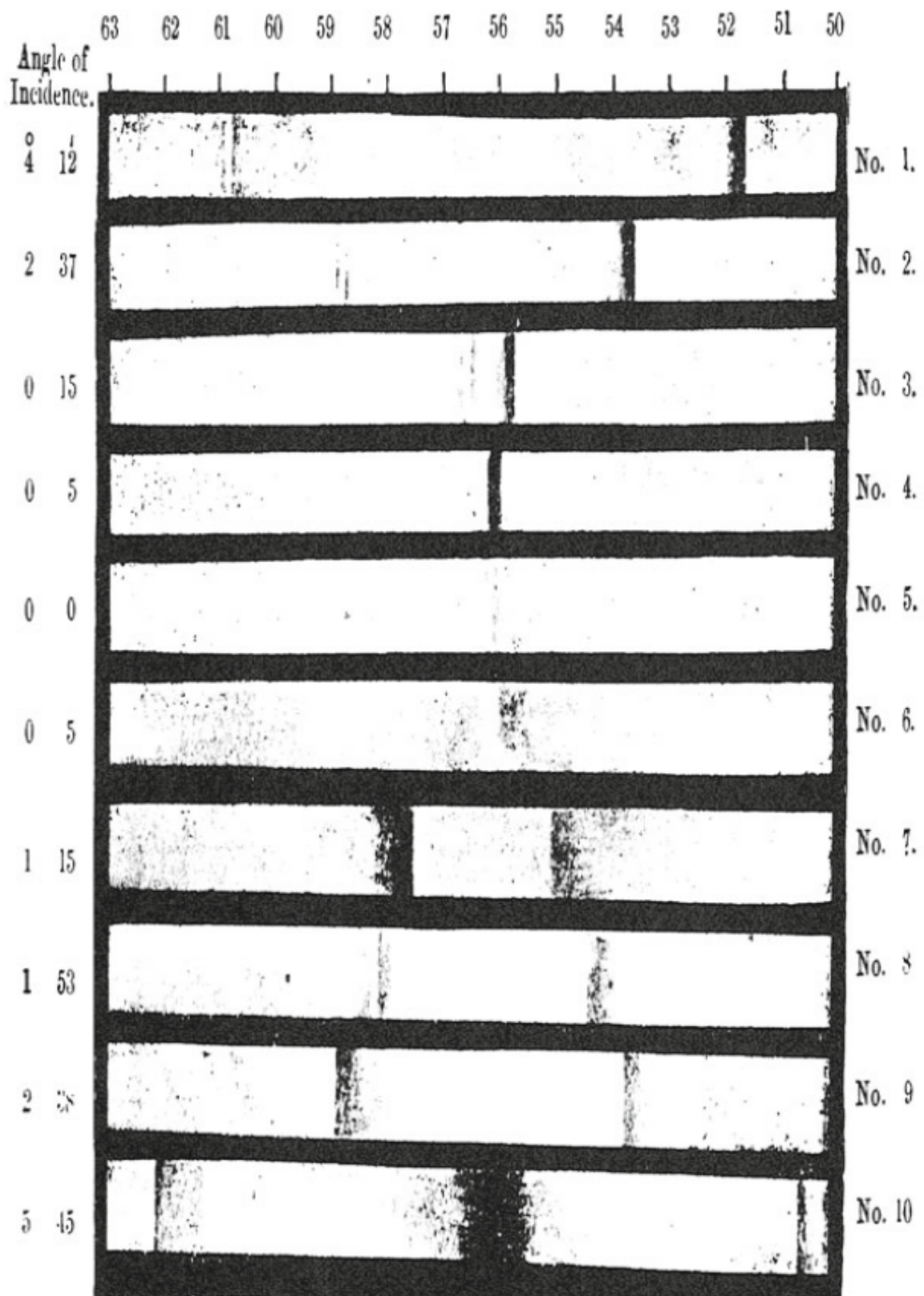


Рисунок 1.5: Спектры непрерывного источника света, полученные Вудом на дифракционной решётке с периодом $d = 1760$ нм. Длину волны в нанометрах можно получить умножив на 10 значения, указанные на верхней оси. Из работы [23].

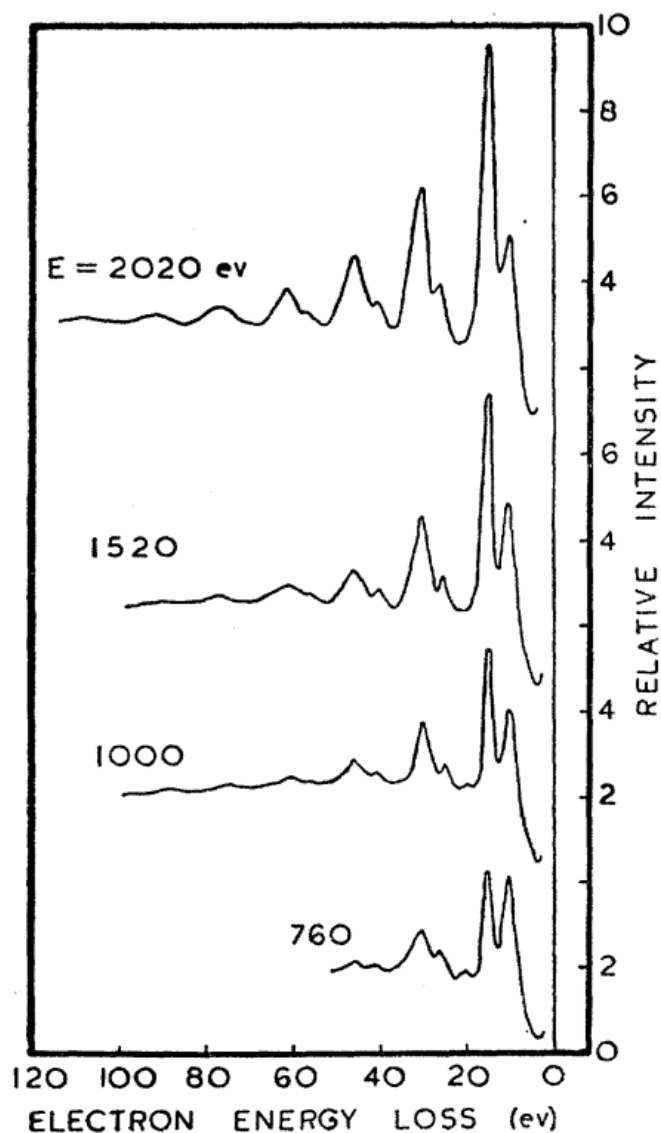


Рисунок 1.6: Типичные спектры энергетических потерь электронов при их отражении от алюминиевой фольги с толщиной 100 \AA . Из работы [27].

сделать решающий шаг в объяснении аномалий Вуда [26]. Он выделил два вида аномалий. Резкие аномалии, располагающиеся в спектре в соответствии с формулой дифракционной решётки. Широкие аномалии, простирающиеся на относительно широкий частотный диапазон и обычно состоящие из минимума и максимума в интенсивности. Аномалии первого типа укладывались в объяснение Рэлея. Второй тип аномалий Фано попытался приписать поверхностными плазменными волнами.

Плазменные возбуждения в тонких пленках металлов были впервые теоретически рассмотрены в работе Ритчи от 1957 года [28] и более подробно Экономо в 1969 году [29]. Авторы этих работ нашли, что в пределах малой толщины

пленки дисперсия плазменных волн описывается выражением:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \exp(-qa)}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}}.$$

Здесь a — толщина пленки, а q — волновой вектор плазменного возбуждения. Знак «+» соответствует возбуждению в пленке колебаний электронной плотности в направлении перпендикулярном поверхности пленки (антисимметричная мода). Знак «-» соответствует симметричной моде, для которой характерно движение электронов вдоль поверхности пленки. Теоретические рассуждения Ритчи и Экономоу были подтверждены экспериментально в 1959 году Пауэллом и Суоном [27]. В этих опытах измерялся спектр отражения электронов от высококачественных тонких пленок алюминия с толщиной 5 — 100 Å. В спектре рассеяния от пленок одновременно наблюдались две серии пиков (рис. 1.6). Первая серия пиков с энергиями кратными 15.3 эВ наблюдалась и ранее и была связана с возбуждением объёмных плазменных колебаний. Вторая же серия пиков с энергиями кратными 10.2 эВ ранее не наблюдалась. Путем измерений на тонких 5 — 20 Å пленках Пауэлл и Суон убедительно показали, что вторая серия пиков соответствует возбуждению поверхностных плазменных волн.

1.4 Поверхностные волны Ценнека

В 1907 — 1909 г. Я. Ценнек и А. Зоммерфельд показали, что уравнения Максвелла для границы раздела двух диэлектриков допускают существование поверхностной волны, обладающей физическими свойствами принципиально отличными от свойств поверхностных плазмон-поляритонов [30—32]. Поверхностные волны Ценнека возбуждаются, когда одновременно выполняются два условия: $\varepsilon' > 0$ и $|\varepsilon'| \ll \varepsilon''$. Заметим, что оба этих условия прямо противоположны соответствующим условиям существования поверхностных плазмон-поляритонных волн. Причём $\varepsilon' > 0$ приводит к тому, что согласно (1.5) фазовая скорость волн Ценнека несколько превышает скорость света в вакууме. Второе же условие $|\varepsilon'| \ll \varepsilon''$ с использованием (1.2) и положив $\sigma_{2D} = \sigma_{3D}\lambda$ (λ — длина волны света в свободном пространстве) можно переписать в более простом

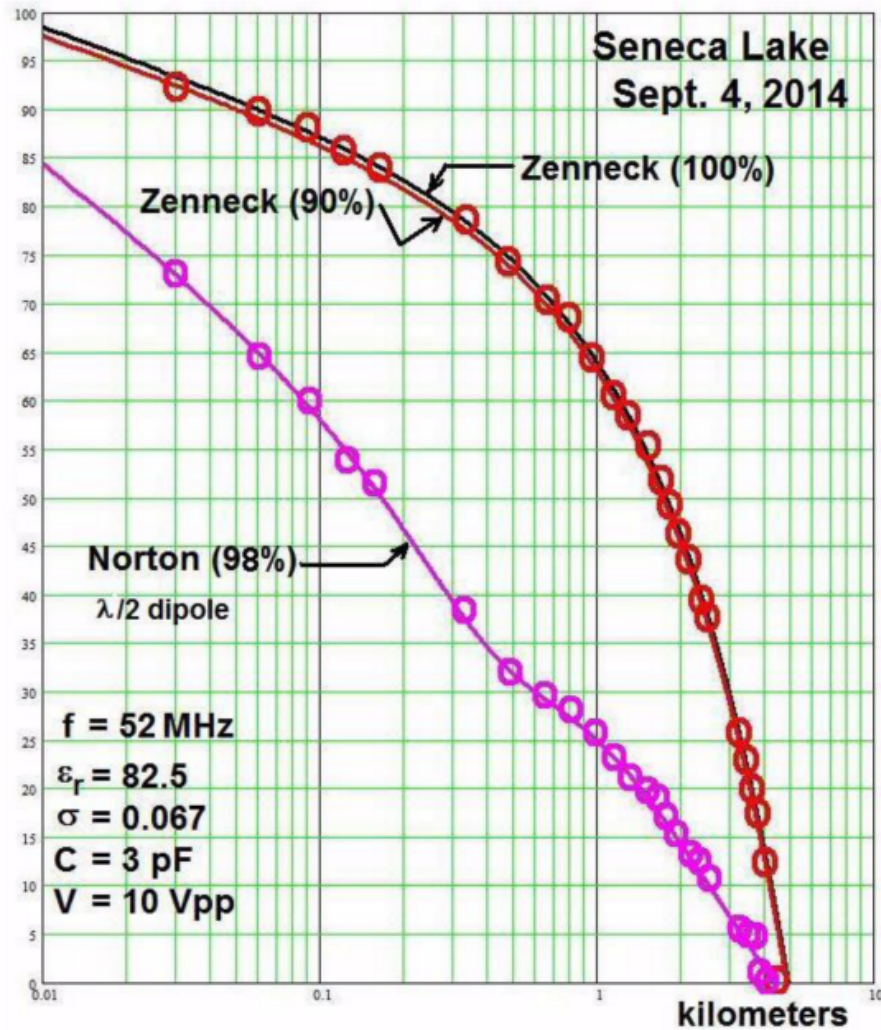


Рисунок 1.7: Спадание поля поверхностной электромагнитной волны измеренное в зависимости от расстояния до источника. Повторение 'crucial' Seneca Lake experiment из работы [33].

виде:

$$2 \frac{\sigma_{2D}}{\epsilon'} \gg c. \quad (1.7)$$

Концепция поверхностных Ценнека, подкреплённая авторитетом Зоммерфельда, долгое время была почти общепринятой. Однако, в 1935 году в авторитетном журнале Nature вышла статья К. Нортон, где ставились под сомнения выводы Ценнека и Зоммерфельда (цитата из статьи Нортон: The purpose of this letter is to point out an error in sign in Prof. A. Sommerfeld's original paper (1909) on the attenuation of radio waves.) [34]. Необъяснимо, но работа Нортон вызвала в литературе продолжительную полемику по поводу существования полюса Зоммерфельда и связанной с ним поверхностной волны Ценнека - хотя правильные решения были общедоступны как минимум с 1926 года [32]. Частично дан-

ная полемика была вызвана также тем, что первые экспериментальные попытки обнаружить волны Ценнека, распространяющиеся вдоль поверхности воды, оказались неудачными [35]. Эксперименты проводились сотрудниками Bell Labs на озере Сенека в штате Нью-Йорк. В истории науки этот эксперимент получил название — 'crucial' Seneca Lake experiment. Только много позже было установлено, что первые экспериментальные выводы были ошибочными. Подсоленная вода в радиочастотном диапазоне является идеальным объектом для изучения распространения волн Ценнека. Действительно, типичные значения диэлектрических проницаемостей для соленой воды на частоте $f = 52$ МГц равняются $\varepsilon' = 82.5$ и $\varepsilon'' = 2400$. Таким образом, оба условия для существования волн Ценнека выполнены. Рисунок 1.7 показывает пример повтора эксперимента по распространению радиоволн на озере Сенека [33]. Видно, что поток энергии спадает по закону $1/r$, что соответствует теоретическому предсказанию Ценнека и противоречит расчётам Нортонa.

Волны Ценнека представляют собой особый тип поверхностных волн. Длина пробега этих волн вдоль интерфейса и локализация электромагнитного поля перпендикулярно к нему задаются выражениями:

$$l = \frac{\lambda}{2\pi} \varepsilon'', \quad l_z = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon''}{2}}. \quad (1.8)$$

Здесь мы пренебрегли локализацией волны в сильно диссипирующей среде. В случае, если $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$ мы имеем $l \gg l_z$, так что волны Ценнека имеют характер поверхностной волны, распространяющейся вдоль интерфейса. Однако, поскольку в этом случае $l_z \gg \lambda$, то волны Ценнека крайне слабо локализованы вблизи поверхности интерфейса. Также следует отметить, что как фазовая v так и групповая v_g скорости волны Ценнека превышают скорость света. Это необычное свойство побудило некоторых авторов объявить это «математической призрачной волной» и «заблуждением», которое «длилось целое столетие». Однако, Виктор Васильевич Шевченко в 2013 году показал, что v_g не равна скорости переноса энергии, и что последняя меньше скорости света [36; 37]. Таким образом, существование волн Ценнека, в конце концов, не нарушает никаких законов физики.

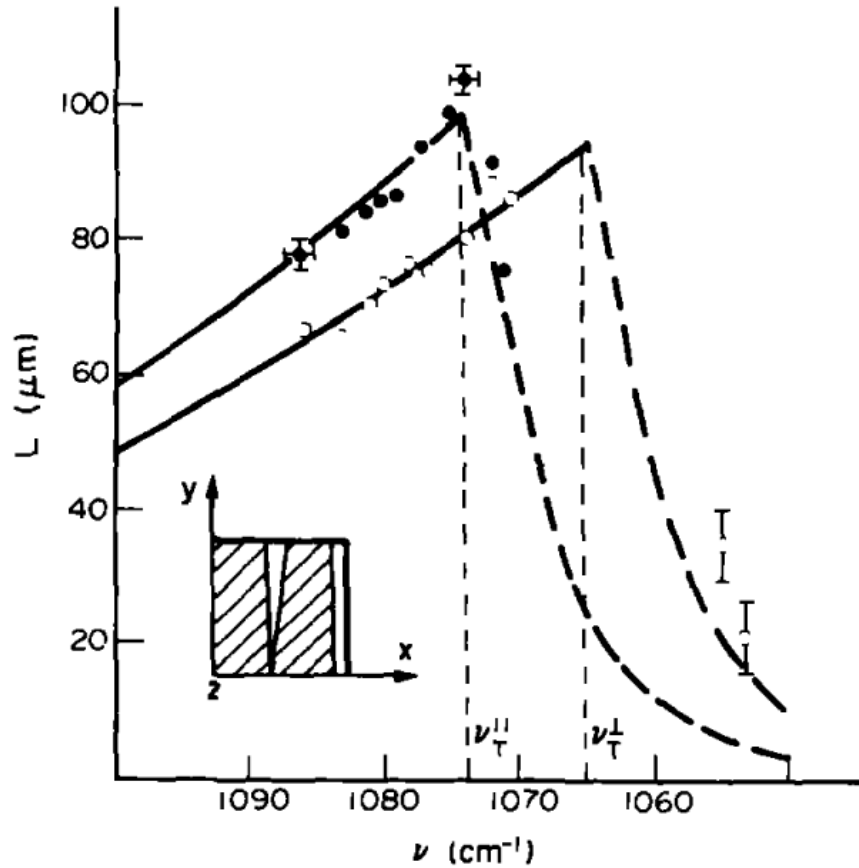


Рисунок 1.8: Длина пробега волн на поверхности кристаллического кварца. Две кривые соответствуют направлениям волнового вектора волны вдоль и перпендикулярно оптической оси кристалла. Излом на кривых соответствует *непрерывному* переходу от режима поверхностных поляритонных волн (сплошная линия) к режиму поверхностных волн Ценнека (пунктирная линия). Положение решетки на образце схематично показано на вставке. Из работы [38].

Следует особо отметить работу [38], в которой авторам удалось на образце кристаллического кварца пронаблюдать как поверхностный фононный поляритон, так и поверхностную волну Ценнека. Причём переход от одного режима поверхностной волны к другому был осуществлен непрерывно путем изменения частоты в диапазоне $1050 - 1090 \text{ см}^{-1}$. На рисунке 1.8 показана зависимость экспериментально измеряемой длины пробега поверхностной волны как функция частоты. Вертикальным пунктиром показаны значения частот фонана $\nu_T^{\parallel} = 1065 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_T^{\perp} = 1074 \text{ см}^{-1}$, при которых диэлектрическая проницаемость ϵ' меняет знак и происходит переход от режима поверхностных поляритонных мод (SPP) к волнам Ценнека (Zenneck). Излом на зависимости длины пробега

поверхностных волн легко объясняется, если учесть, что

$$l_{\text{Zenneck}} \approx \frac{\lambda}{2\pi} \varepsilon'', \quad l_{\text{SPP}} \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\varepsilon'^2}{\varepsilon''}.$$

В заключение следует отметить, что в классических экспериментах Г. Герца наблюдались электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве. Поверхностные электромагнитные волны возбуждаются на поверхности раздела двух сред. Это двумерные электромагнитные волны, которые по третьей координате экспоненциально спадают. Они представляют практический интерес, поскольку их энергия убывает обратно пропорционально расстоянию от точечного источника, в то время как энергия электромагнитной волны Герца убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. Это обстоятельство на практике может значительно увеличить дальность работы систем связи и увеличить их эффективность за счет того, что волна «привязана» к поверхности и следует за её кривизной.

1.5 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

Плазмоны в двумерных системах ведут себя несколько иначе по сравнению с трёхмерными плазмонами. Хотя движение электронов и происходит в плоскости, электрическое поле, создаваемое этими электронами, является трёхмерным и подчиняется уравнениям Максвелла в трёх измерениях. Как следствие, электрическое поле, создаваемое плазменной волной с малым волновым вектором, оказывается слабее, что в конечном итоге модифицирует спектр плазменных возбуждений и делает его бесщелевым, что соответствует тому, что частота плазменных возбуждений стремится к нулю в пределе больших волновых векторов ($q \rightarrow 0$). Это физическое свойство может быть качественно понято следующим образом. Для примера, рассмотрим флуктуацию плотности двумерных электронов в форме периодических (с периодом $2\pi/q$, где q — волновой вектор плазмона) заряженных плоскостей (трёхмерная плазма) или линий на поверхности (двумерная плазма). Возникающая при этом возвращающая электрическая сила стремится восстановить нейтральность в системе, приводя к

плазменным колебаниям. При этом возникающая сила не зависит от периода флуктуации для трёхмерной плазмы и обратно пропорциональна периоду для двумерной плазмы. Таким образом, по аналогии с математическим маятником квадрат плазменной частоты не зависит от q для трёхмерной плазмы и пропорционален q в двумерном случае.

Отклик на внешнее возмущение бесконечной в латеральном направлении двумерной электронной системы определяется диэлектрической функцией [3]. Для определения её вида, пренебрежем для начала эффектами запаздывания. Тогда потенциал двумерной плазменной волны можно представить в виде:

$$\varphi = \varphi_0 e^{-q|z|} \cos(qx - \omega t).$$

Здесь ось x выбрана в плоскости ДЭС вдоль направления распространения волны, ось z перпендикулярна плоскости ДЭС. Далее стартуем с уравнения Максвелла:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (1.9)$$

Предположим, что в двумерной плазме распространяется монохроматическая электромагнитная волна с электрическим полем $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-q|z|} \cdot e^{iq\vec{r} - i\omega t}$ и $\vec{j} = \sigma_{3D} \vec{E} = \sigma_{2D} \delta(z) \vec{E}$. Здесь вектор \vec{r} лежит в плоскости двумерной системы. Тогда проинтегрировав уравнение (1.9) по z , мы приходим к уже «двумерному» уравнению Максвелла:

$$\nabla \times \vec{H} = \left(1 + i \frac{2\pi\sigma(q, \omega)q}{\omega} \right) \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\varepsilon_{2D}(q, \omega)}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

С учётом окружающей среды, приходим к следующему выражению для двумерной диэлектрической функции:

$$\varepsilon_{2D}(q, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx} q}{\omega \varepsilon}, \quad (1.10)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость окружающей двумерную систему среды, σ_{xx} — диагональная компонента тензора проводимости двумерных электронов. В простейшем приближении Друде тензор проводимости ДЭС задаётся

следующими выражениями:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (1.11)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = -\frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{\omega_c\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (1.12)$$

где m^* и n_s — эффективная масса и плотность двумерных электронов, а $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота. Плазменная частота находится путем приравнивания к нулю диэлектрической функции $\varepsilon(q, \omega)$. В пренебрежении эффектами запаздывания спектр двумерных плазменных возбуждений согласно формулам (1.10), (1.11) и (1.12) задаётся выражением [3]:

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon}} q, \quad \omega_p\tau \gg 1. \quad (1.13)$$

Важной особенностью спектра двумерных плазменных возбуждений является то, что на него оказывает значительное влияние диэлектрическое окружение ДЭС. В реальных структурах двумерная электронная система находится в многослойном диэлектрическом окружении (рис. 1.9). Для такого окружения диэлектрическую проницаемость ε следует заменить на диэлектрическую функцию [39]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_1 \tanh qd_1 + \varepsilon_0}{2 \varepsilon_1 + \varepsilon_0 \tanh qd_1} + \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_2 \tanh qd_2 + \varepsilon_0}{2 \varepsilon_2 + \varepsilon_0 \tanh qd_2}. \quad (1.14)$$

В простейшем случае, когда электронная система находится на границе двух полубесконечных сред ($d_1 = d_2 = \infty$) с проницаемостями ε_1 и ε_2 , диэлектрическая функция $\varepsilon(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$. Следует особо выделить случай, реализуемый в МОП - структурах и гетероструктурах с затвором. В этом случае двумерный электронный слой с одной стороны граничит с полубесконечным диэлектриком $d_1 = \infty$ с проницаемостью ε_1 , а с другой стороны с диэлектриком толщины $d_2 = d$ с проницаемостью ε_2 , на который напылен металл ($\varepsilon_0 = -\infty$). Тогда согласно формуле (1.14) для случая двумерной электронной системы с экрани-

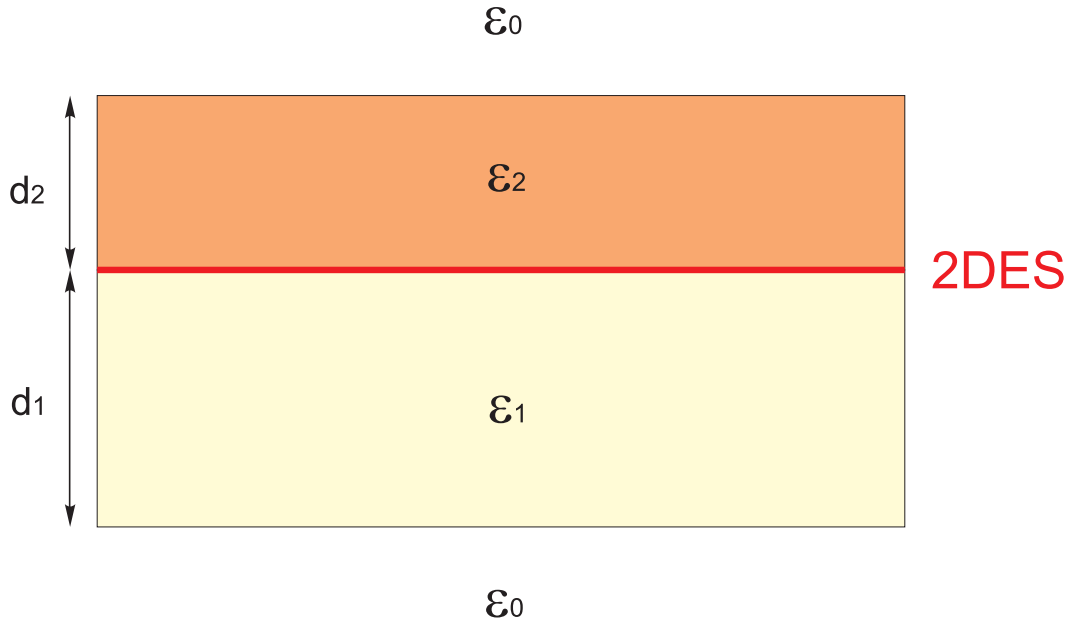


Рисунок 1.9: Схематическое изображение многослойного диэлектрического окружения двумерного электронного слоя.

рующим затвором находим [40]

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \coth qd}{2}. \quad (1.15)$$

Чаще всего на практике $qd \ll 1$. Тогда $\varepsilon(q) = \varepsilon_2/2qd$, что после подстановки в формулу (1.13) дает линейный закон дисперсии для "сильно экранированных" плазменных волн [40]:

$$\omega_{AP} = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 d}{m^* \varepsilon_2}} q. \quad (1.16)$$

В присутствии внешнего магнитного поля, которое направлено перпендикулярного плоскости двумерного слоя, щель в спектре двумерных плазмонов восстанавливается. В приближенной Друде, когда σ_{xx} задаётся формулой (1.11), спектр магнитоплазмонов описывается формулой [41]:

$$\omega_{mp}(q) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2(q)}. \quad (1.17)$$

Экспериментально двумерные плазменные возбуждения впервые наблюдались в Bell Labs Граймсом и Адамсом в 1976 году [4; 42] при исследовании двумерной электронной системы на поверхности жидкого гелия. Двумерная система электронов на поверхности жидкого гелия не вырождена и представляет со-

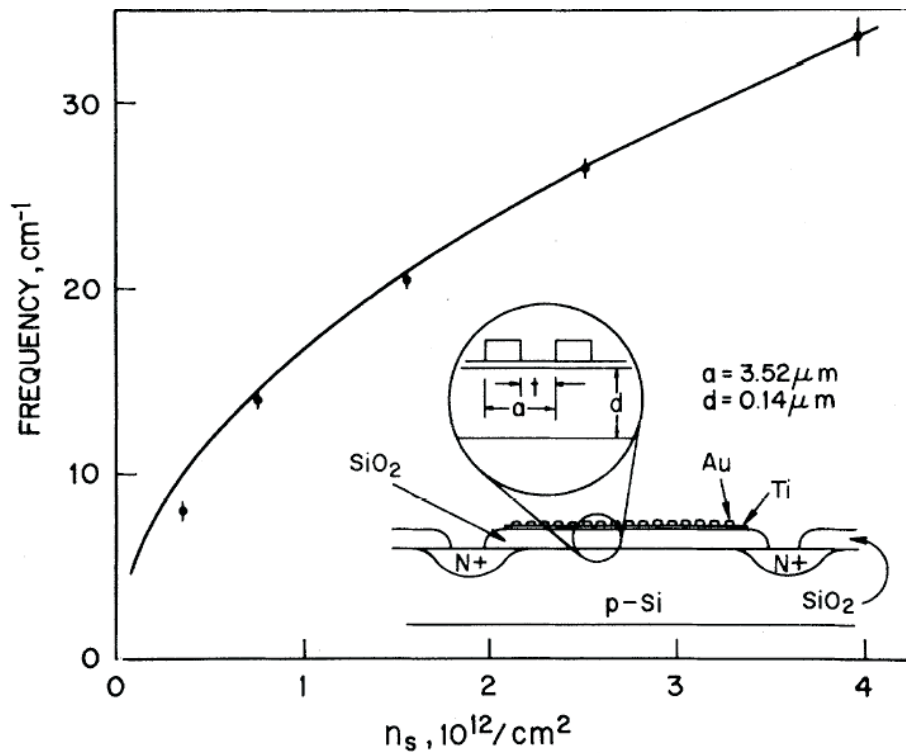


Рисунок 1.10: Частота плазменных резонансов как функция электронной плотности n_s в МОП-транзисторе. Сплошная линия соответствует теоретическому расчёту согласно формуле (1.13). На вставке к рисунку приведено поперечное сечение использовавшейся кремниевой МОП-структуры с полупрозрачным титановым и решетчатым золотым затворами. Из работы [5].

бой пример классической однокомпонентной плазмы. В данных экспериментах ДЭС имела форму прямоугольника с размером $1.9 \times 1.2 \text{ см}^2$. Возбуждение плазменных волн происходило путем подачи радиочастотного переменного сигнала с частотой $0 - 250 \text{ МГц}$ на обкладки конденсаторной ячейки, внутри которой располагалась поверхность жидкого гелия. На нижний электрод подводилось положительное напряжение, которое изменяло плотность двумерных электронов. Год спустя двумерные плазмоны были обнаружены и тщательно исследованы для вырожденной двумерной плазмы в кремниевых МОП (металл-окисел-полупроводник) структурах [5]. Плазменные волны в ДЭС возбуждались за счет металлического решетчатого затвора с периодом $a = 3.52 \text{ мкм}$, напыленного на поверхность окисла кремния. На рисунке 1.10 показана частота плазменных резонансов, измеренная в зависимости от электронной плотности n_s . Электронная плотность в ДЭС перестраивалась полупрозрачным Ti затвором. Сплошной линией на рисунке показано теоретическое предсказание согласно формуле (1.13) при соответствующем выборе диэлектрической функции.

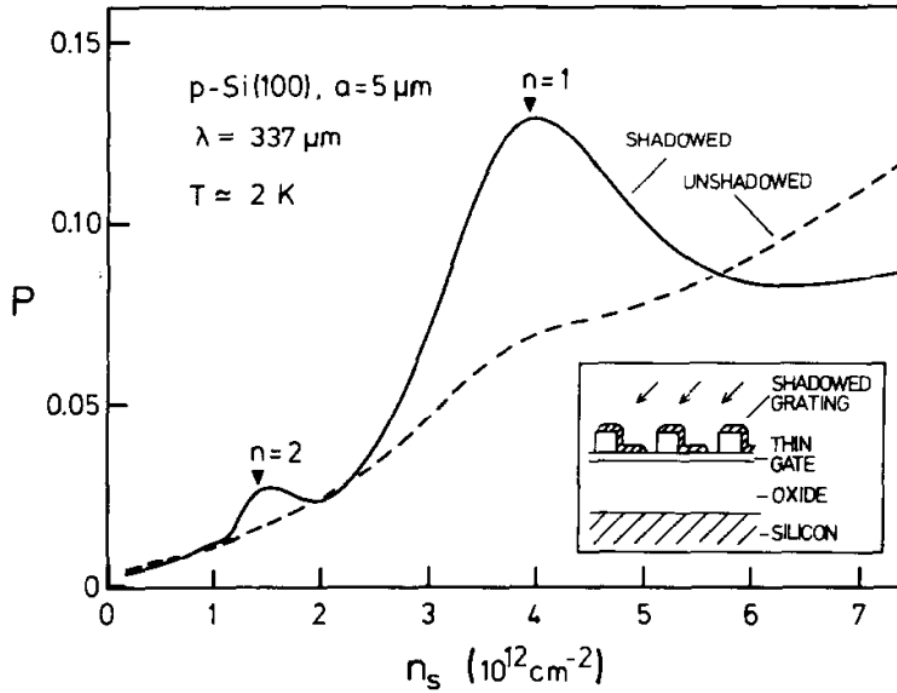


Рисунок 1.11: Изменение относительного пропускания P как функция двумерной электронной концентрации n_s . На вставке показано схематическое изображение используемой МОП-структуры. Из работы [43].

Следует заметить, что первые эксперименты по обнаружению двумерных плазмонов были проведены в конфигурации, когда волновой вектор q плазменного возбуждения был фиксирован. Например, для дифракционной решетки, использованной для возбуждения плазмонов в [5] волновой вектор составлял $q = 2\pi/a$. Таким образом, эти эксперименты явно не продемонстрировали важнейшего отличительного свойства спектра двумерных плазмонов $\omega_p(q) \propto \sqrt{q}$. В 1978 году команда из Технического университета Мюнхена подтвердила корневой характер спектра двумерных плазмонов [43]. С помощью специальной методики напыления затвора на МОП структуру, авторы работы смогли добиться наблюдения двух плазменных резонансов, отвечающих волновым векторам $q = 2\pi N/a$ ($N = 1$ и 2). При этом для возбуждения плазмонов с разными q использовался один и тот же решетчатый затвор с периодом $a = 5$ мкм (рис. 1.11).

Ограничение движения электронов в плоскости двумерной электронной системы приводит к двум последствиям. Во-первых, происходит квантование волнового вектора плазмона q_N ($N = 1, 2, \dots$). Во-вторых, наличие у двумерной системы края приводит к появлению дополнительной плазменной моды в перпен-

дикулярном магнитном поле — краевого магнитоплазмона. В 1983 году Аллен, Стормер и Хуанг впервые обнаружили краевые магнитоплазменные возбуждения на массиве дисков с диаметром 3 мкм, изготовленном из GaAs/AlGaAs гетероструктуры [44]. На рисунке 1.12 приведена зависимость резонансной плазменной частоты от магнитного поля. Наряду с высокочастотной модой, отвечающей возбуждению циклотронного магнитоплазмона, в диске наблюдается нижняя ветвь, соответствующая краевой магнитоплазменной моде. В работе 1.12 авторы предложили теоретический подход, где двумерная электронная система рассматривалась как эллипсоид с пренебрежимо малой величиной одной из полуосей. В данном приближении магнитодисперсионная зависимость наблюдаемых в диске плазменных возбуждений определяется формулой:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2} \quad (1.18)$$

где ω_p — частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле. Знак плюс соответствует верхней циклотронной магнитоплазменной моде, знак минус отвечает нижней краевой магнитоплазменной моде. Зависимость (1.18) хорошо описывает экспериментальные данные приведенные на рисунке 1.12.

Термин «краевой магнитоплазмон» (КМП) был впервые введён в оборот Мастоном, Дамом и Феттером в их работе 1985 года [45; 46]. С теоретической точки зрения краевые магнитоплазмоны были впервые рассмотрены Феттером [45; 47; 48] и Волковым с Михайловым [49; 50]. Александр Феттер смог аналитически рассмотреть краевые магнитоплазмоны на основании гидродинамического подхода. Полученное Феттером магнитодисперсионное соотношение имеет вид:

$$\omega_{\pm} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\pm \omega_c + \sqrt{3\omega_p^2 + \omega_c^2} \right) \quad (1.19)$$

Волков и Михайлов решили проблему КМП при помощи феноменологического подхода применимого как к невырожденной электронной системе на поверхности жидкого гелия, так и к вырожденным электронным системам в твердотельных (полупроводниковых) структурах [49; 50]. Они нашли выражение для дисперсии краевых магнитоплазмонов в предположении существования краевого слоя с шириной l , аккумулирующего заряд КМП волны. Оказалось, что

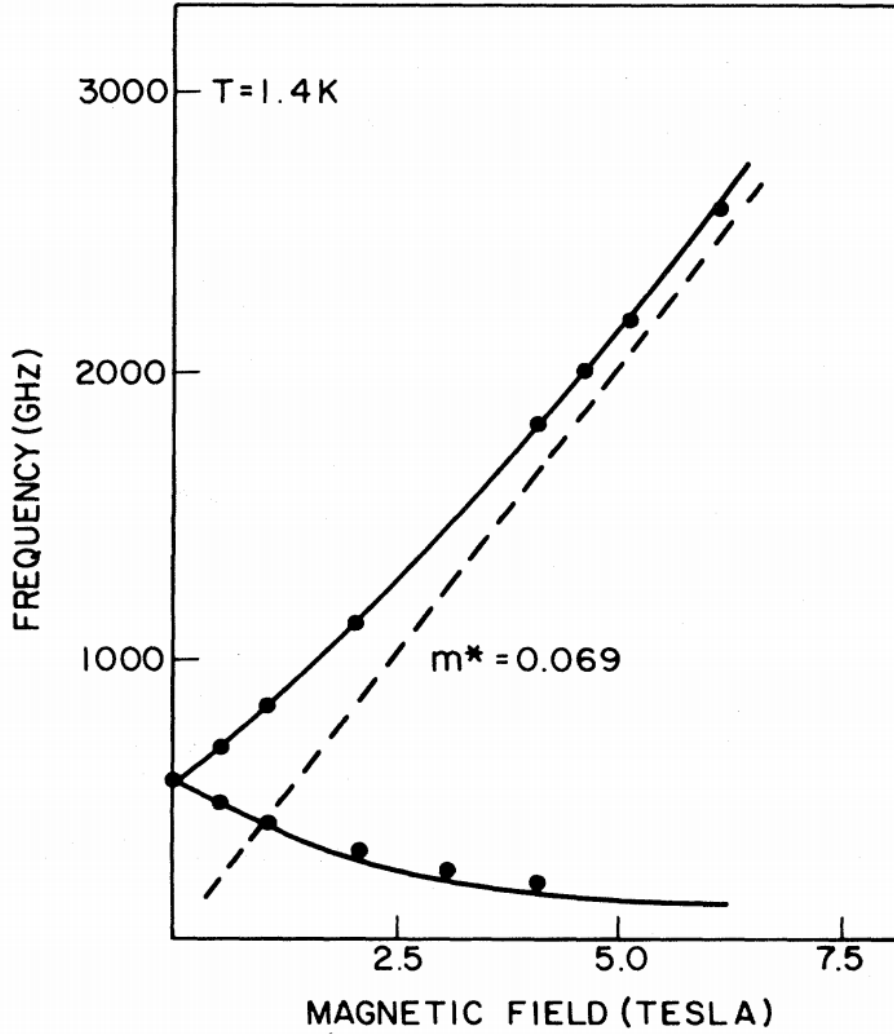


Рисунок 1.12: Магнитополевая зависимость резонансных плазменных частот. Измерения проводились на массиве дисков с диаметром $d = 3$ мкм и концентрацией двумерных электронов $n_s = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошными линиями показана теория согласно формуле (1.18). Из работы [44].

краевые магнитоплазменные волны обладают бесщелевым спектром, который в пределе сильных магнитных полей ($\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$) описывается выражением:

$$\omega_{\text{emp}} = \frac{2\sigma_{xy} q}{\varepsilon} \left(\ln \frac{2}{ql} + O(1) \right), \quad ql \ll 1, \quad (1.20)$$

где q — волновой вектор КМП, а ε — эффективная диэлектрическая функция. Формула (1.20) является точным аналитическим выражением для спектра КМП в модели резкого края двумерной электронной системы с геометрией бесконечной полуплоскости. При этом длина локализации заряда КМП l опреде-

ляется диагональной компонентой тензора проводимости:

$$l = \frac{2\pi i \sigma_{xx}}{\omega \varepsilon(q)} = l_0 + i l_1. \quad (1.21)$$

Таким образом, согласно формуле (1.20) частота КМП ω_{emp} прямо пропорциональна электронной плотности n_s и обратно пропорциональна магнитному полю B и латеральному размеру системы (слабо меняющимся логарифмическим членом можно пренебречь). То есть $\omega_{\text{emp}} \propto n_s q / B$. В зависимости от параметров электронной системы КМП волны могут наблюдаться в очень широком частотном диапазоне, от ИК частот в субмикрометровых образцах, до радио-частот в системах макроскопического (сантиметрового) размера.

Затухание краевых магнитоплазмонов определяется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_{\text{emp}} &\approx \frac{2\pi |\sigma_{xy} q|}{\varepsilon(q)}, & \omega_{\text{emp}} \tau \ll 1. \\ \text{Im } \omega_{\text{emp}} &\approx \frac{\pi}{\tau} \left(\ln \frac{1}{ql} \right)^{-1}, & \omega_{\text{emp}} \tau \gg 1. \end{aligned}$$

Важно заметить, что затухание КМП в сильном магнитном поле при $\omega_{\text{emp}} \tau \ll 1$ не зависит от времени электронной релаксации τ . Эта универсальная пропорциональность обратной ширины КМП величине холловского сопротивления 2D электронов была действительно установлена в эксперименте [51]. Частота КМП пропорциональна холловской проводимости σ_{xy} двумерных электронов. Поэтому спектроскопия КМП является эффективным инструментом для исследований целочисленного и дробного квантовых эффектов Холла.

1.6 Двумерные плазмон-поляритонные возбуждения

Влияние эффектов запаздывания (электродинамических эффектов) на распространение плазменных возбуждений в двумерных электронных системах становится существенным, когда скорость плазмонов становится соизмеримой со скоростью света $c = 3 \times 10^8$ м/с. Влияние электродинамических эффектов учел ещё Франк Стерн в своей пионерской работе [3], где было получено дис-

персионное уравнение для двумерных плазмон-поляритонов:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left(\frac{\varepsilon(q)m^*\omega^2}{2\pi n_s e^2} \right)^2. \quad (1.22)$$

В этой формуле $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды окружающей ДЭС. Согласно (1.22) эффекты запаздывания становятся существенными когда $q < 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ и $\omega < 2\pi n_s e^2 / m^* c \sqrt{\varepsilon}$. Для полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктур с типичными параметрами $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m^* = 0.067m_0$ и $\varepsilon = 12.8$ такая ситуация возникает при $q \approx 5 \text{ см}^{-1}$ и частоте $\omega/2\pi \approx 10 \text{ ГГц}$. Наблюдение двумерных плазмонов на таких низких частотах было невозможно на заре двумерной плазмоники (1970 - 1980 годы) из-за того, что у использовавшихся в то время структур время релаксации определяло нижнюю границу частоты плазменных возбуждений на уровне 100 ГГц. За последние несколько десятилетий качество образцов радикально улучшилось, что сделало возможным наблюдение гибридных плазмон-поляритонных мод в 2003 году [6]. В работе проводится исследование спектра двумерных плазмонов в дисках ДЭС с диаметром от 0.1 мм до 1 мм (рис. 1.13). При этом вводится безразмерный параметр запаздывания:

$$A = \frac{\omega_p(q)}{\omega_{\text{light}}(q)} = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon(q)}} q \times \frac{1}{\omega_{\text{light}}(q)} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (1.23)$$

Было найдено, что для дисков с диаметром d волновой вектор плазмона определяется соотношением $q \approx 2.4/d$, а частота света $\omega_{\text{light}} = cq/\sqrt{\varepsilon_{\text{GaAs}}}$, где $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ и $\varepsilon(q) = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$. Кроме этого, для магнитопольных кривых поглощения была найдена необычная зигзагообразная зависимость частоты плазмона от величины магнитного поля. Это поведение было теоретически объяснено Михайловым и Савостьяновой, которые исследовали влияние эффектов запаздывания на спектр двумерных плазмонов в полосках ДЭС [52].

Электродинамические эффекты для бесконечной двумерной электронной системы в перпендикулярном магнитном поле были теоретически исследованы в работе Чиу и Куинна [53]. В длинноволновом пределе дисперсия плазмон-

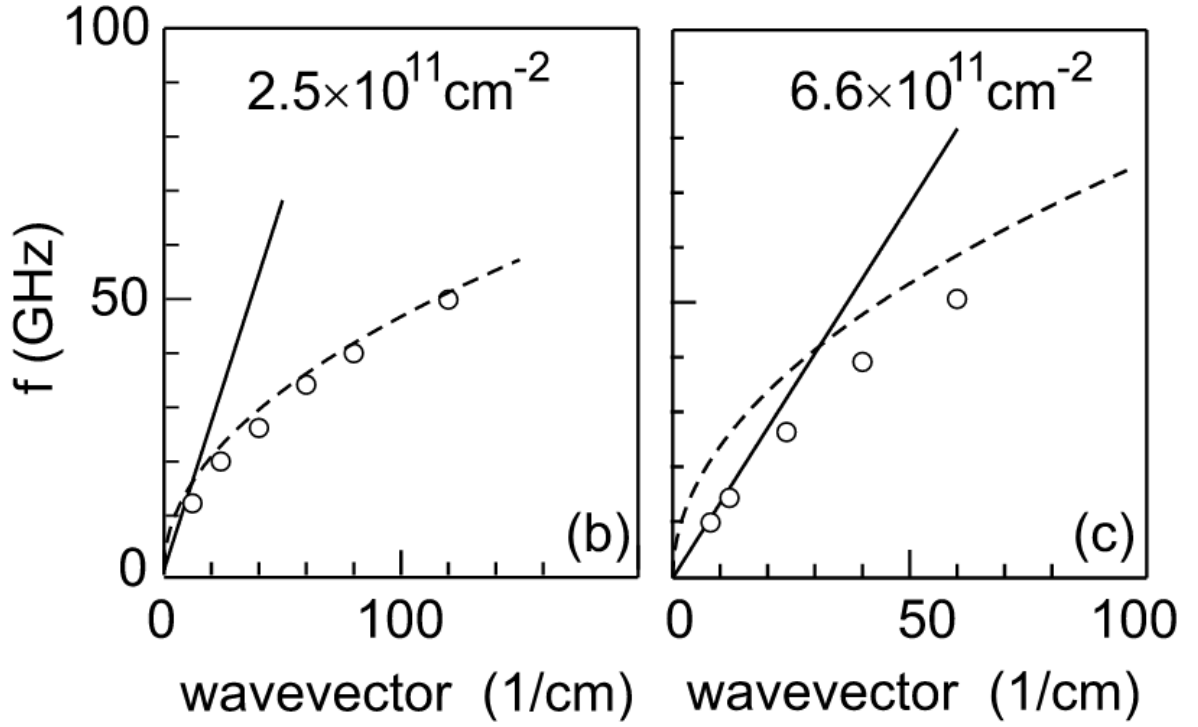


Рисунок 1.13: Дисперсионные зависимости плазмон-поляритонной моды, измеренные для двух различных электронных плотностей $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (а) и $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для сравнения на тех же рисунках приведены дисперсия света $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon}$ и дисперсия двумерного плазмона без учёта эффектов запаздывания (сплошные линии). При маленьких концентрациях дисперсия соответствует закону двумерного плазмона (1.13), в то время как при больших концентрациях наблюдается значительная гибридизация между плазменной и световой модами (случай (b)). Из работы [6].

поляритонов в сильном магнитном поле задаётся выражением:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left[\sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{a\varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{a} \right)^2 + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{a\varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{a} \right)} \right]^2, \quad (1.24)$$

где $a = 2\pi n_s e^2 / m^* \varepsilon$. Таким образом, гибридизация двумерного плазмона со светом приводит одновременно к двум эффектам: заметному уменьшению частоты 2D плазмона в нулевом магнитном поле по сравнению с ω_p , рассчитанному в квазистатическом приближении и значительной перенормировке циклотронной частоты в ненулевом магнитном поле. Оказалось, что с достаточно хорошей

точностью оба этих эффекта можно описать следующими формулами:

$$\omega'_p = \omega_p \sqrt{\frac{\sqrt{4 + A^4} - A^2}{2}},$$

$$\omega'_c \approx \frac{\omega_c}{1 + A^2}.$$

Интересным представляется исследование эффектов запаздывания в двухслойной системе и в структуре с близким экранирующим затвором. В этом случае удастся получить точное аналитическое выражение для перенормировки плазменной и циклотронной частот [54]:

$$\omega'_p = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + A^2}},$$

$$\omega'_c = \frac{\omega_c}{1 + A^2}.$$

ещё одним интересным релятивистским эффектом является то, что при сверхсильном запаздывании, когда волновой вектор плазменной волны $q < 1/c\tau$, характер ее распространения радикально меняется — в двумерной системе начинает возбуждаться релятивистский плазмон. Впервые этот режим был рассмотрен для однослойной ДЭС в работе Фалько и Хмельницкого 1989 года [7]. Позже Чаплик распространил выводы этой работы на двухслойную систему и структуру с полевым электродом [54]. Оказалось, что в режиме, когда $2\pi\sigma_{2D} > c$ в области спектра $q < 1/c\tau$ существует релятивистская плазменная волна с дисперсией:

$$\omega = \frac{x}{\sqrt{x^2 - 1}}cq - i\tau \left(\frac{xcq}{x^2 - 1} \right)^2, \quad (1.25)$$

где $x = 2\pi\sigma_{2D}/c$, а τ — время транспортной релаксации. На рисунке 1.14 приведены дисперсии плазмон-поляритонных возбуждений для случаев $2\pi\sigma_{2D} > c$ и $2\pi\sigma_{2D} < c$ [7]. Видно, что существование плазменных волн при $q < 1/c\tau$ определяется новым релятивистским параметром $x = 2\pi\sigma_{2D}/c$. Причём между релятивистскими плазмонами в ДЭС и волнами Ценнека на поверхности раздела двух диэлектриков существует значительное сходство. Во-первых, фазовая скорость релятивистских плазмонов больше скорости света c . Во-вторых, усло-

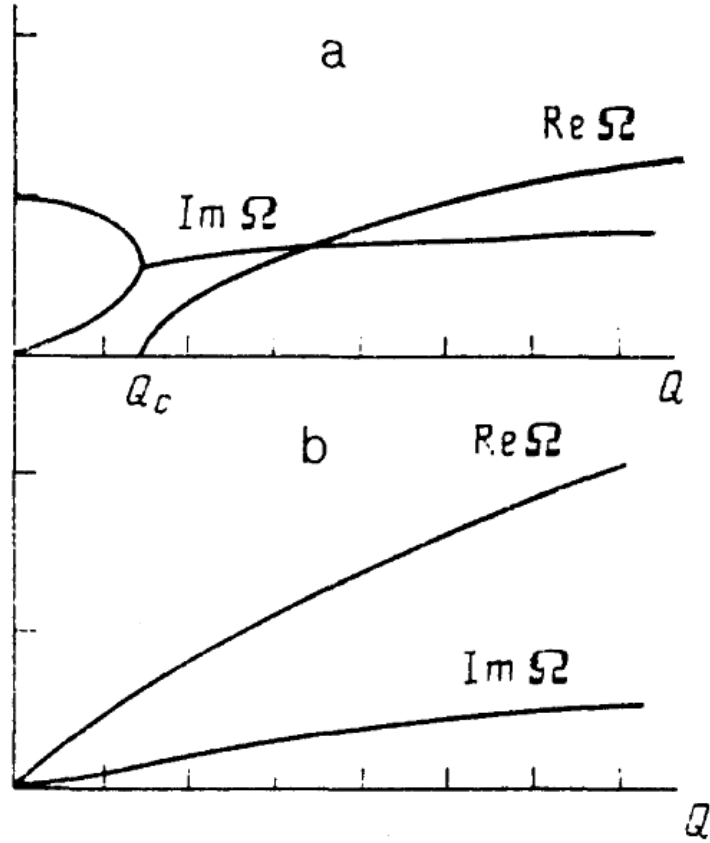


Рисунок 1.14: Спектр продольных волн в пленке с проводимостью $2\pi\sigma_{2D} < c$ (a) и $2\pi\sigma_{2D} > c$ (b). Координаты безразмерные с волновым вектором $Q = cq\tau$ и плазменной частотой $\Omega = \omega\tau$. Пороговый волновой вектор Q_c и $\text{Im } \Omega$ обращаются в нуль в точке $2\pi\sigma_{2D} = c$. Из работы [7].

вие возбуждения релятивистских плазмонов $2\pi\sigma_{2D} > c$ аналогично условию (1.7) для возбуждения волн Ценнека.

Таким образом, весь диапазон спектра двумерных плазменных волн можно условно разбить на три участка (рис. 1.15). Если волновой вектор плазменной волны $q > 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$, то мы имеем дело с обычным двумерным плазменным возбуждением, спектр которого хорошо описывается формулой (1.13). При этом условие резонансного возбуждения плазмона выглядит как $\omega_p \tau \gg 1$. В случае, когда $1/c\tau < q < 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ в двумерной системе возбуждаются гибридные плазмон-поляритонные моды с дисперсией согласно (1.22). Если же пойти ещё дальше по шкале волновых векторов, то оказывается, что в области $q < 1/c\tau$ ($\omega_p \tau < 1$), где казалось бы, не должно существовать никаких плазменных возбуждений, в двумерной системе распространяется особый тип плазменных волн — релятивистские плазмоны [7; 54]. Условием их возбуждения является нера-

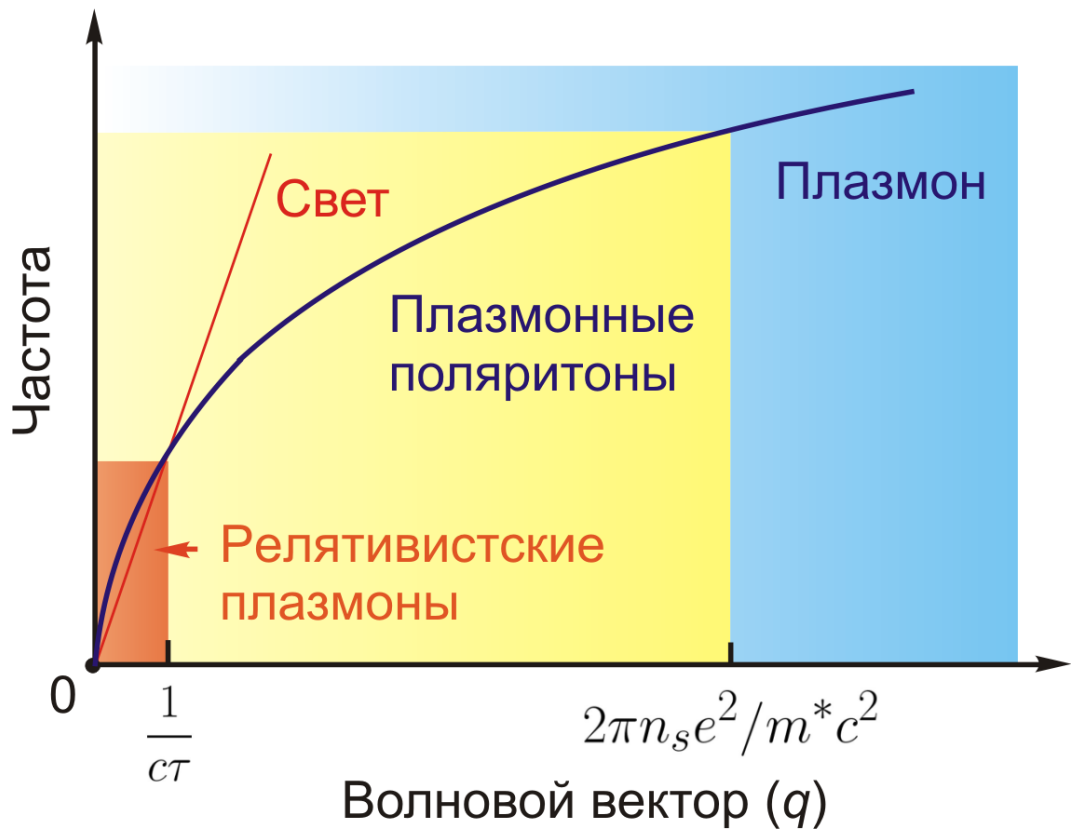


Рисунок 1.15: Карта различных плазменных возбуждений.

венство $2\pi\sigma_{2D} > c$, а их добротность задаётся формулой:

$$Q = \left(\frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \right)^2 \frac{1}{q c \tau}. \quad (1.26)$$

Глава 2

Образцы и экспериментальные методики

Во настоящей главе дано описание различных методик детектирования плазменных резонансов в двумерных электронных системах, а также технологии изготовления образцов и используемой измерительной аппаратуры.

2.1 Изготовление образцов

Измерения проводились на образцах, изготовленных стандартными методами фотолитографии из шайб GaAs/AlGaAs и AlAs/AlGaAs гетероструктур. Гетероструктуры были выращены с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографического направления [100]. Метод молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет наносить на подложку слои кристаллических материалов практически с атомарной точностью. Используемые в экспериментах шайбы гетероструктур были выращены в Германии (Stuttgart, Max-Planck-Institute: W. Dietsche, M. Hauser, S. Shmult) и в Израиле (Weizmann Institute of Science: V. Umansky). Последовательность слоёв и энергетическая диаграмма исследуемых структур (на примере одиночной квантовой ямы GaAs) показана на рисунке 2.1.

Исследуемые структуры имели следующую архитектуру. Сначала на (100) ориентированной GaAs подложке выращивались 100 слоёв сверхрешетки GaAs (20 Å) — AlAs (20 Å), которая выступала в качестве буферного слоя, сглажива-

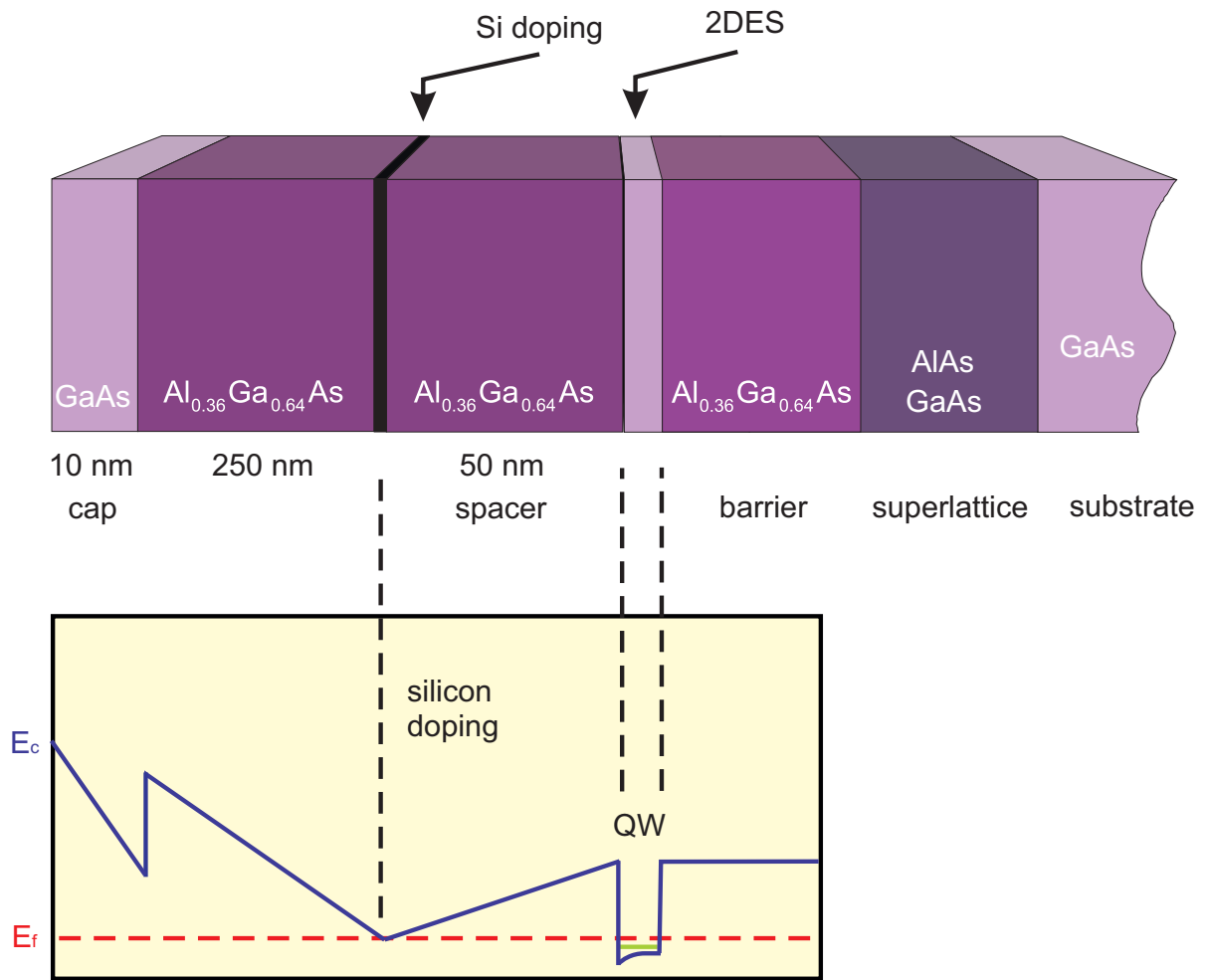


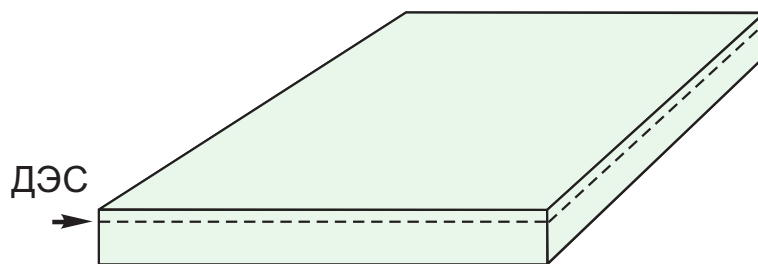
Рисунок 2.1: Схематическое изображение последовательности слоёв Al_{0.36}Ga_{0.64}As/GaAs гетероструктуры (верхняя панель) и энергетическая диаграмма её зоны проводимости (нижняя панель). Пунктирными линиями и стрелками показано расположение δ -слоя Si доноров и GaAs квантовая яма.

ющего дефекты подложки. Далее следовал слой AlGaAs с типичной толщиной 2400 Å. Далее развилась самая главная часть гетероструктуры — квантовая яма GaAs с толщиной 50 – 400 Å. Квантовая яма образовывалась за счёт того, что величина запрещённой зоны в слое GaAs 1.5 эВ отличалась от ширины запрещённой зоны соединения Al_{0.36}Ga_{0.64}As — 2 эВ, находящегося с двух сторон от квантовой ямы. На некотором расстоянии от квантовой ямы в Al_{0.36}Ga_{0.64}As барьере (spacer) производилось δ легирование кремнием Si. Электроны со слоя Si доноров туннелируют в квантовую яму до тех пор, пока не выравняются их электрохимпотенциалы. Концентрация двумерных электронов зависела от уровня Si легирования и расстояния от квантовой ямы до слоя доноров. Потен-

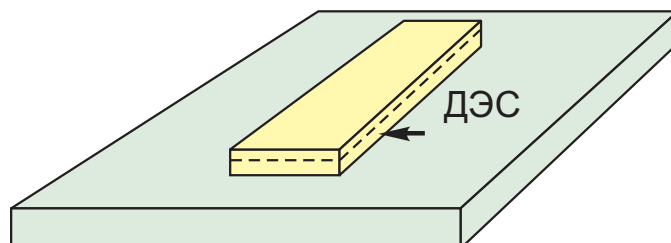
циальный профиль квантовой ямы приводил к квантованию движения электронов в направлении роста кристалла. Таким образом, для движения электронов оставалось только два направления и образовывалась двумерная электронная система. В рассматриваемых структурах подвижность носителей заряда определялась рассеянием на заряженных донорах в AlGaAs барьере и на несовершенствах гетерограницы. Поскольку электронный слой был пространственно отделен барьером от слоя доноров в исследуемых наноструктурах удавалось достичь рекордных значений подвижности $5 \times 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Различная степень легирования позволяла задавать концентрацию носителей заряда в двумерном слое. Для различных исследуемых структур электронная плотность составляла от $0.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $8.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а электронная подвижность от $0.2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ до $5.0 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Для изготовления структур из полупроводниковых шайб применялась методика оптической фотолитографии. Все этапы фотолитографии производились в условиях чистой зоны с классом чистоты ISO 5 (Институт Физики Твердого Тела, г. Черноголовка). Чистая зона — это замкнутое помещение с пониженным содержанием пыли и химических испарений в воздухе. Само помещение подключено к системе климат-контроля. Процесс фотолитографии содержит несколько шагов схематично изображенных на рисунке 2.2. Сначала осуществляется ультразвуковая чистка поверхности кристалла (шаг 1 на рис. 2.2). Чистка кристалла производилась в особо чистом ацетоне с последующим погружением в пропанол. Далее выполняется формирование мезы наноструктуры (шаг 2 на рис. 2.2). Для этого в центрифуге на кристалл наносится фоторезист (на разных шагах литографии используется как положительный резист S1805, так и отрицательный резист AZ5214) с последующей сушкой в течение четырех минут при температуре 90°C . Экспонирование производится через стеклянный фотошаблон с хромовой маской. Проявление фоторезиста производится в проявителе AZ726MIF. Шаг 2 проводился методом жидкостного травления (wet etching) в водном растворе перекиси водорода и серной кислоты (соответствующее объемное соотношение компонентов 400 : 8 : 1). Следующим литографическим шагом является изготовление омических контактов к проводящему слою двумерных электронов (шаг 3 на рис. 2.2). Для этого в высоковакуумной установке (рабочее давление $10^{-5} - 10^{-6}$ мбар) производилось термическое напыление слоёв

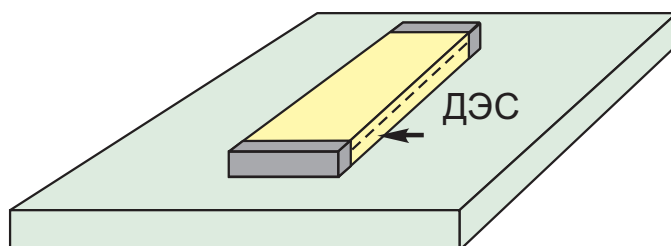
Шаг 1: чистка кристалла



Шаг 2: формирование мезы



Шаг 3: изготовление контактов



Шаг 4: изготовление затворов

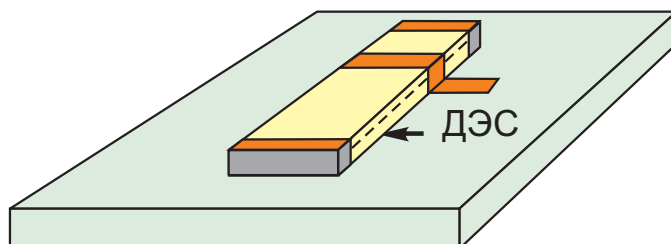


Рисунок 2.2: Этапы изготовления микроструктур. Шаг 1: ультразвуковая чистка поверхности кристалла в ацетоне, Шаг 2: формирование мезы структуры методом жидкостного травления, Шаг 3: высоковакуумное термическое напыление и вжигание металлических контактов, Шаг 4: термическое напыление Cr/Au затворов.

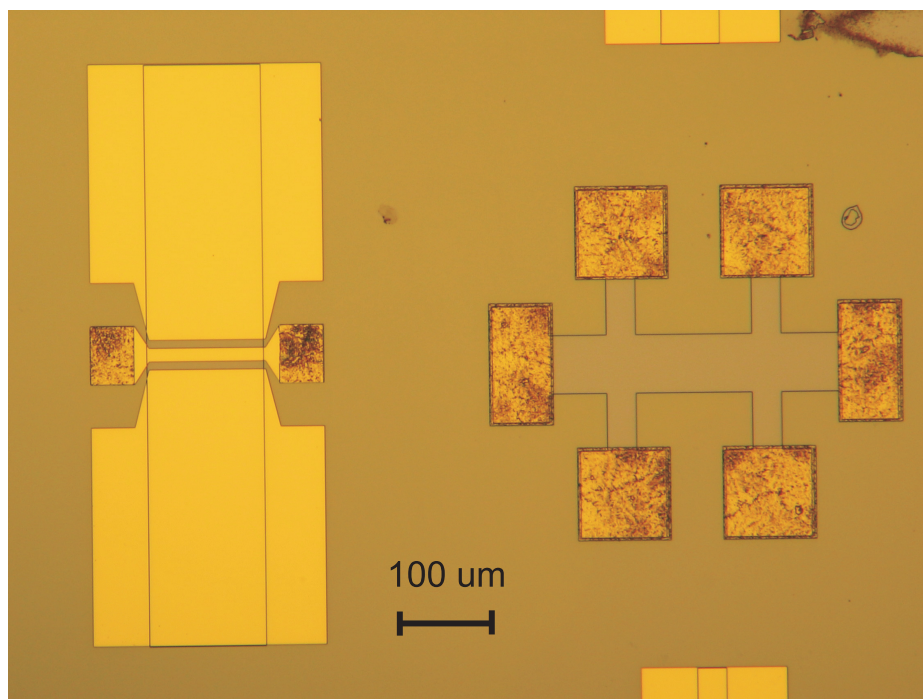


Рисунок 2.3: Микрофотография одной из исследуемых структур. Видно, что контактные области обладают особым типом ребристости, что является внешним признаком удавшихся омических контактов. Масштаб на рисунке указан в микрометрах.

никеля, германия и золота. После этого осуществлялось вжигание напыленного металлического слоя в атмосфере формирующего газа (смесь водорода 20 % и азота 80 %). Типичное значение сопротивления между парой контактов после вжигания при комнатной температуре составляло 10 — 100 кОм. Последним литографическим шагом является напыление на поверхность образца металлического затворного слоя (одновременно являющегося площадкой для микросварки). Этот заключительный шаг указан под номером 4 на рисунке 2.2. Затворный слой состоял из хрома Cr (толщиной 20 нм) и золота Au (толщиной 100 нм). Металлы наносились на поверхность образца методом термического напыления. Минимальный характерный размер наших мез равнялся 5 мкм.

На рисунке 2.3 представлена микрофотография одной из структур, полученных описанной выше фотолитографической методикой. Для дальнейшего использования структура закрепляется в держателе для образцов, электрический контакт к которому осуществляется при помощи микросварки с диаметром алюминиевой проволоки 20 мкм.

2.2 Оптическая методика детектирования плазменных резонансов

В большинстве экспериментов диссертации для исследования поглощения сверхвысокочастотного (СВЧ) и терагерцового (ТГц) излучения авторами использовалась оригинальная оптическая методика, которая основана на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному разогреву. Данный метод позволяет детектировать нагревание ДЭС, происходящее за счет диссипации резонансно возбуждаемых в системе плазменных колебаний. Важной особенностью данной методики является отсутствие каких-либо металлических электродов (затворов, контактов), расположенных рядом с исследуемой структурой и неизбежно влияющих на спектр и затухание плазменных колебаний. Это свойство делает оптическое детектирование одним из наиболее деликатных методов исследования коллективных и одночастичных возбуждений в полупроводниках.

Суть методики заключается в том, что разогрев ДЭС приводит к сильному изменению энергетической функции распределения дырок в валентной зоне (синие кружки на рис. 2.4). Результатом этого является изменение формы линии люминесценции двумерных электронов и дырок. Для примера, на рисунке 2.4(а) показаны спектры излучательной рекомбинации (люминесценции) с (mw on) и без (mw off) микроволнового излучения с частотой $f = 22.5$ ГГц и мощностью 50 мкВт в магнитном поле $B = 60$ мТл. Также на рисунке приведен дифференциальный по мощности спектр люминесценции (зеленая кривая на рис. 2.4). При этом интеграл абсолютного значения разностного спектра люминесценции использовался нами как мера разогрева ДЭС.

Измерения проводились по стандартной экспериментальной схеме, схематично изображенной на рисунке 2.5. Излучение от полупроводникового лазера с длиной волны 780 нм при помощи системы линз фокусировалось в световод 1. Световод 1 был подсоединен к разделителю светового пучка. После прохождения разделителя примерно половина мощности лазерного излучения попадало в световод 2. Другим своим концом световод 2 направлялся на образец (рис. 2.5). Сигнал фотолюминесценции двумерных электронов собирался с помощью того же световода 2 и поступал обратно на разделитель, где он проходил в световод 3.

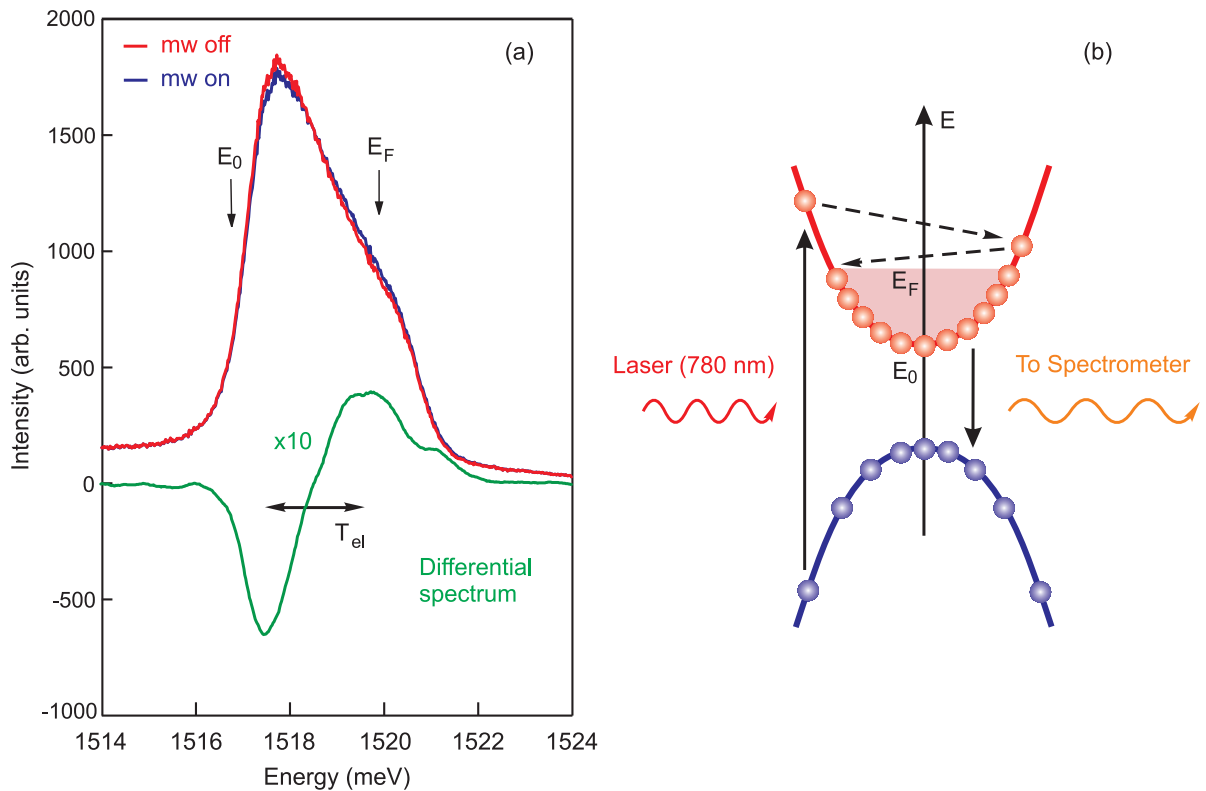


Рисунок 2.4: (а) - Характерный вид спектра люминесценции при возбуждении микроволновым излучением с мощностью 50 мкВт и частотой 22.5 ГГц (синяя кривая) и в отсутствие СВЧ (красная кривая). Изучалась структура с ДЭС в форме диска с диаметром 1 мм и двумерной концентрацией электронов $0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле $B = 60 \text{ мТл}$. Вблизи энергии Ферми E_F спектр существенно изменяется при резонансном микроволновом возбуждении за счет нагрева. Нижняя (зеленая) линия представляет собой дифференциальный спектр люминесценции. Интеграл абсолютного значения дифференциального спектра является мерой разогрева ДЭС и, как следствие, поглощения микроволнового излучения. (б) - энергетическая схема, иллюстрирующая оптические переходы в ДЭС при облучении лазером.

Рекомбинационное излучение по световоду 3 поступало на вход двойного монохроматора (фокальная длина — $2 \times 1 \text{ м}$, дисперсия — $7 \text{ \AA}/\text{мм}$, спектральное разрешение — 0.03 мэВ), где регистрировалось и анализировалось охлаждаемым детектором с зарядовой связью (CCD - камерой).

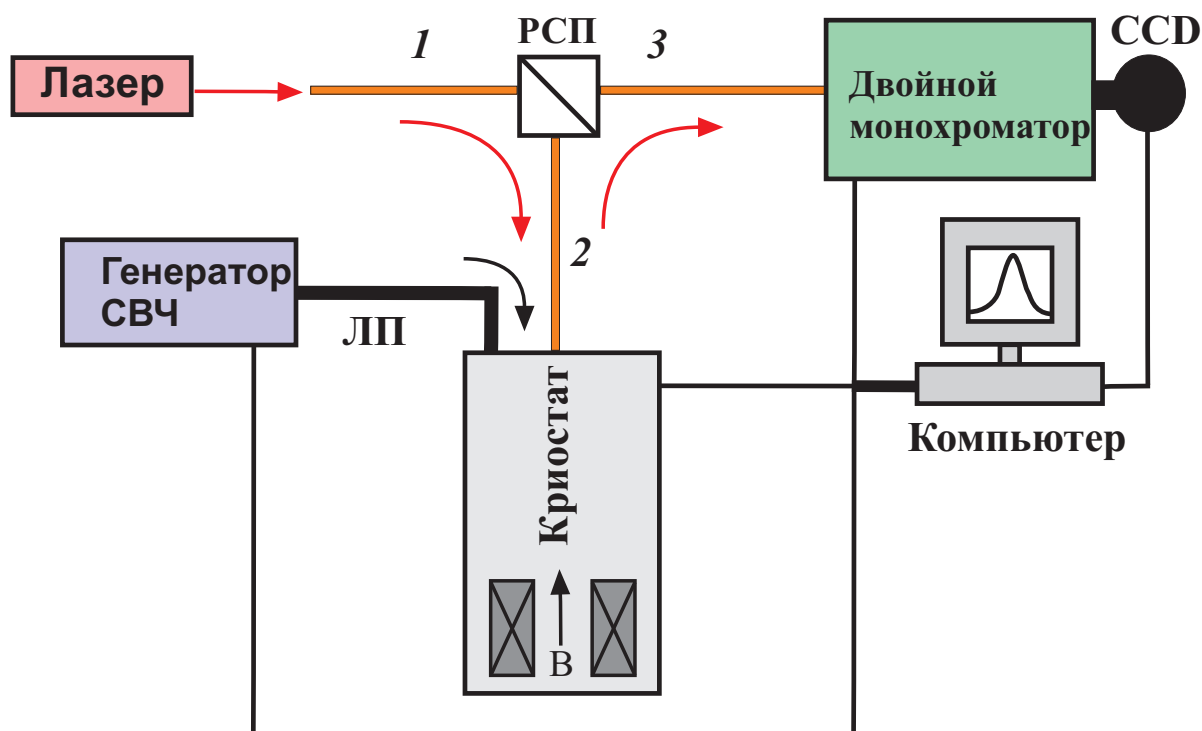


Рисунок 2.5: Схема экспериментальной установки для оптического детектирования плазменных резонансов.

2.3 Оптическая методика определения концентрации носителей заряда в ДЭС

Существенной проблемой в физике двумерных электронных систем является определение концентрации двумерных электронов. Одним из способов решения этой проблемы — это определение электронной плотности из спектров люминесценции [55]. Для этого исследуемый образец помещается в перпендикулярное магнитное поле и измеряется спектр люминесценции от квантовой ямы при непрерывной засветке подбарьерным лазером с длиной волны 780 нм. По количеству пиков в магнитолюминесценции можно было однозначно определить фактор заполнения ν в каждом конкретном магнитном поле. Далее двумерная электронная концентрация вычисляется по формуле $n_s = 2.42 \times \nu \times B$, где магнитное поле подставляется в Теслах, а итоговая концентрация получается в единицах 10^{10} см^{-2} . Например, на рисунке 2.6 приведены спектры магнитолюминесценции, измеренные при различных магнитных полях для структуры с $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

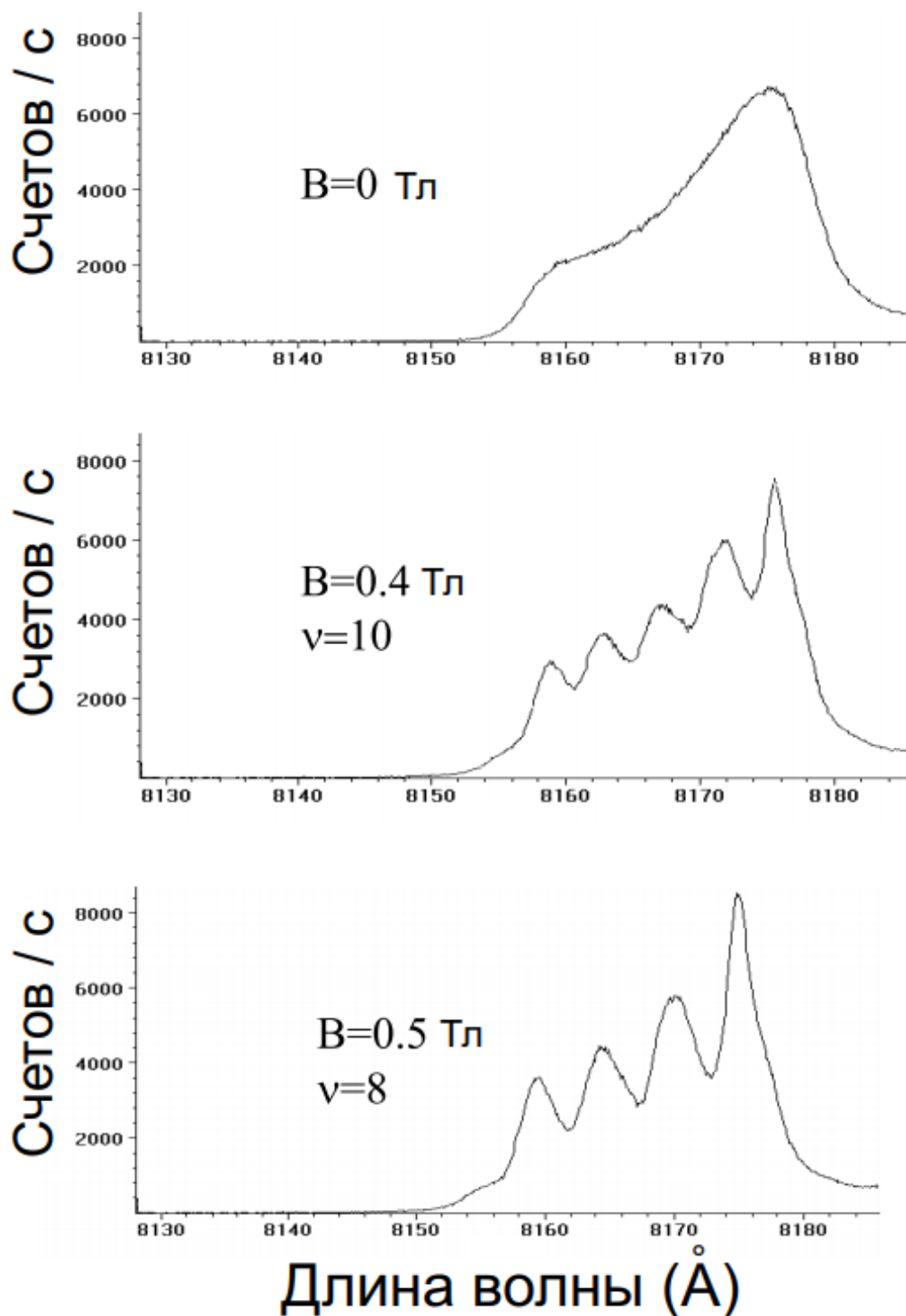


Рисунок 2.6: Спектры магнитолюминесценции, измеренные для AlGaAs/GaAs гетероструктуры с квантовой ямой шириной 250 \AA ($n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

2.4 Микрополосковая методика

Для изучения высокочастотного динамического отклика ДЭС в диссертационной работе была использована микрополосковая методика. Эта методика

основана на измерении ослабления высокочастотного (ВЧ) измерительного сигнала, распространяющегося по копланарному волноводу, литографически нанесенному на поверхность образца. Электрическое поле копланарного волновода сосредоточено в щелях и направлено параллельно плоскости ДЭС. Вносимое за счет ДЭС ослабление обусловлено потерями на джоулево тепло и определяется параметрами волновода и диагональной компонентой тензора проводимости ДЭС σ_{xx} . Ранее такая методика была применена Энгелем для изучения свойств ДЭС в случае малых факторов заполнения Ландау: частотного скейлинга в квантовом эффекте Холла и вигнеровской кристаллизации [56].

Копланарный волновод впервые был предложен в 1969 году в работе [57] и представляет собой разновидность плоской полосковой линии. Она состоит из нанесенной на подложку (в нашем случае - GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктуру) узкой центральной металлической полоски, находящейся между двумя широкими заземленными плоскими электродами, нанесенными на ту же сторону подложки (рис. 2.7). Основной модой, распространяющейся в такой линии, является квази-ТЕМ-мода. Главными достоинствами копланарных волноводов являются простота изготовления литографическими методами в планарном процессе, и возможность широкополосного согласования, которая обусловлена тем, что характеристический импеданс для квази-ТЕМ-моды практически не зависит от частоты.

Приведем сводку основных результатов для распространения ВЧ сигнала по копланарному волноводу. Как известно, электромагнитная волна в длинной линии описывается уравнением следующего вида:

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} - \gamma^2U(x) = 0, \quad (2.1)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} = \alpha + i\beta, \quad (2.2)$$

где R , L , G и C - сопротивление, индуктивность, проводимость и емкость на единицу длины линии, ω - круговая частота сигнала. Величина γ называется постоянной распространения. Характеристический импеданс линии определя-

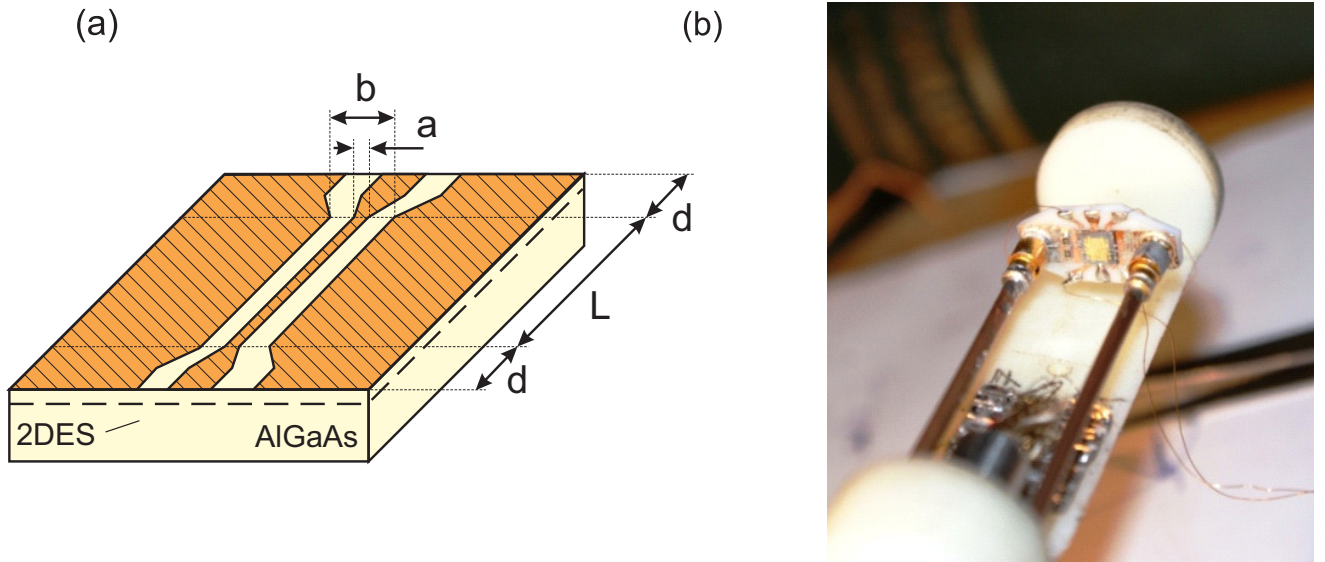


Рисунок 2.7: (а) Схематическое изображение копланарного волновода. Желтым цветом показан полупроводниковый кристалл, оранжевым — металлизированные участки поверхности. В экспериментах диссертационной работы $a = 44$ мкм, $b = 104$ мкм, $d = 135$ мкм. (б) Фотография, где показано согласование коаксиальных кабелей с микрополосковой линией на образце. Образец в виде квадрата 5×5 мм² путем микросварки подсоединяется к копланарной линии, выполненной на фольгированном фторопласте. Коаксиальные кабеля подключены к копланарной линии через SMP-разъёмы.

ется как отношение напряжения к току:

$$Z_0 = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}.$$

В нашем случае металл, из которого изготовлен копланарный волновод, может считаться хорошо проводящим. Проводимость между центральной полоской и боковыми электродами обусловлена исследуемой ДЭС, и поэтому в случае достаточно сильного магнитного поля может считаться малой поправкой. Поэтому везде далее будет считаться, что $R = 0$, $G \ll \omega C$. Тогда

$$Z_0 \approx \sqrt{\frac{L}{C}}; \quad \gamma = \sqrt{i\omega L(G + i\omega C)} \approx i\omega\sqrt{LC} + \frac{GZ_0}{2}.$$

Действительная часть постоянной распространения

$$\alpha = GZ_0/2 \tag{2.3}$$

определяет ослабление сигнала в линии. Фазовая скорость волны в линии равна

$$v_{ph} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Таким образом,

$$Z_0 = \frac{1}{v_{ph}C}.$$

Для копланарного волновода, согласно оригинальной статье [57], имеем емкость линии на единицу длины:

$$C = 2(\varepsilon + 1)\varepsilon_0 \frac{K(k)}{K(\sqrt{1 - k^2})}, \quad (2.4)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость подложки, ε_0 — диэлектрическая постоянная, $k = a/b$ (a — ширина центральной металлической полоски, b — расстояние между заземленными электродами), $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Фазовая скорость ТЕМ-моды определяется выражением:

$$v_{ph} = c\sqrt{\frac{2}{\varepsilon + 1}}; \quad (2.5)$$

характеристический импеданс линии:

$$Z_0 = \frac{1}{Cv_{ph}}. \quad (2.6)$$

Для наших образцов $\varepsilon = 12.8$, $a = 44$ мкм, $b = 104$ мкм. Используя формулы (2.4)-(2.6), легко получить $v = 1.14 \times 10^8$ м/с, $Z_0 = 50$ Ом.

При использовании в качестве подложки полупроводниковых структур, содержащих двумерную электронную систему, основные потери мощности в копланарном волноводе вызваны разогревом ДЭС за счет индуцированных токов. Этот факт лежит в основе применения таких волноводов для бесконтактного измерения диагональных компонент тензора проводимости. Связь коэффициента пропускания (трансмиссии) T и проводимости ДЭС следует из (2.3). Проводимость на единицу длины копланарного волновода в нашем случае составляет

$$G = \frac{2\sigma_{xx}}{w},$$

где $w = (a - b)/2$ — ширина щелей между центральной полоской и боковыми заземленными электродами, σ_{xx} — действительная часть диагональной компоненты тензора проводимости ДЭС (коэффициент 2 учитывает наличие у копланарного волновода двух щелей). Отсюда

$$\alpha = \frac{GZ_0}{2} = \frac{Z_0\sigma_{xx}}{w}.$$

Окончательно для коэффициента пропускания копланарного волновода получаем формулу, известную из работы [56]:

$$T = \exp(-\alpha L) = \exp\left(-\frac{Z_0\sigma_{xx}L}{w}\right), \quad (2.7)$$

где L — длина копланарной линии. Это выражение справедливо при условии малости поперечных размеров a и b по сравнению с длиной волны, а так же при условии малости расстояния от ДЭС до нанесенного на поверхность гетероструктуры волновода по сравнению с размерами a и b .

Глава 3

Новое семейство 2D

«ПРОКСИМИТИ» ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

3.1 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии полоски

Задача распространения электромагнитных волн вдоль металлического провода была решена более 100 лет тому назад Зоммерфельдом [22]. В его работе было показано, что электромагнитная волна распространяется вдоль провода со скоростью близкой к скорости света. Именно эти плазмон-поляритонные волны передают переменный сигнал вдоль современных линий электропередач. В настоящих экспериментах было обнаружено, что если металлический провод поместить рядом с двумерной электронной системой, то в такой гибридной системе возникает новое семейство плазменных возбуждений — «проксимити» плазмоны (proximity plasmons) [58—60]. Оказалось, что «проксимити» плазменные волны обладают рядом уникальных физических свойств. В частности, их дисперсия сочетает характерные черты как экранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{\hbar}$), так и неэкранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{q}$ [3]) двумерных плазмонов [61]

$$\omega_{\text{pr}}(q) = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon} \frac{q}{W}} \quad (qW \ll 1), \quad (3.1)$$

где W — ширина полоски металлического затвора, находящегося над ДЭС на расстоянии h , q — волновой вектор плазменной волны, направленный вдоль полоски, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводниковой подложки.

В экспериментах по обнаружению новых мод использовался образец на поверхность которого был напылен затвор (70 Å Ni, 1000 Å Au) с шириной $W = (20 - 100)$ мкм и длиной $L = (0.5 - 1.7)$ мм. На расстоянии $h = 440$ нм от затвора располагалась высококачественная одиночная 30 нм GaAs/AlGaAs квантовая яма с электронной плотностью $n_s = 2.7 \times 10^{11}$ см⁻². С обеих сторон от полоски затвора на расстоянии 0.2 – 0.5 мм были сделаны заземленные контакты к ДЭС (вставка к рис. 3.1(b)). На рисунке 3.1(a) показаны типичные магнитопольные зависимости микроволнового поглощения, полученные на трех частотах СВЧ излучения 6.7, 7.7 и 11 ГГц. Эксперименты проводились на структуре с длиной затвора $L = 0.5$ мм и шириной $W = 0.1$ мм. На кривых наблюдается ярко выраженный резонанс, отвечающий возбуждению новой плазменной моды. Действительно, частота моды в нулевом магнитном поле — 5 ГГц значительно меньше, чем частота любой из ранее наблюдавшихся в рассматриваемой структуре плазменных мод. Например, частота экранированного плазмона с волновым вектором $q_{tr} = \pi N/W$ ($N = 1$) равняется 10.4 ГГц. Таким образом, экспериментальные результаты на рисунке 3.1(a) указывают на то, что мы наблюдаем плазменное возбуждение с волновым вектором $q = \pi/L$, направленным вдоль затвора и $N = 0$ волновым числом в поперечном направлении.

Магнитодисперсия обнаруженного резонанса показана на рисунке 3.1(b) красными кружками. В соответствии с теоретическим предсказанием [61], у обнаруженной $N = 0$ плазменной моды отсутствует краевая ветвь, а магнитодисперсия имеет стандартный квадратичный вид (сплошная кривая на рис. 3.1(b))

$$\omega = \sqrt{\omega_{pr}^2 + \omega_c^2}. \quad (3.2)$$

Экстраполяция магнитодисперсии в нулевое магнитное поле дает плазменную частоту $f_p(0) = 4.8$ ГГц. Это значение находится в отличном согласии с теоретическим предсказанием согласно (3.1) при условии, что продольный волновой вектор $q = 2\pi/L$ и $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$.

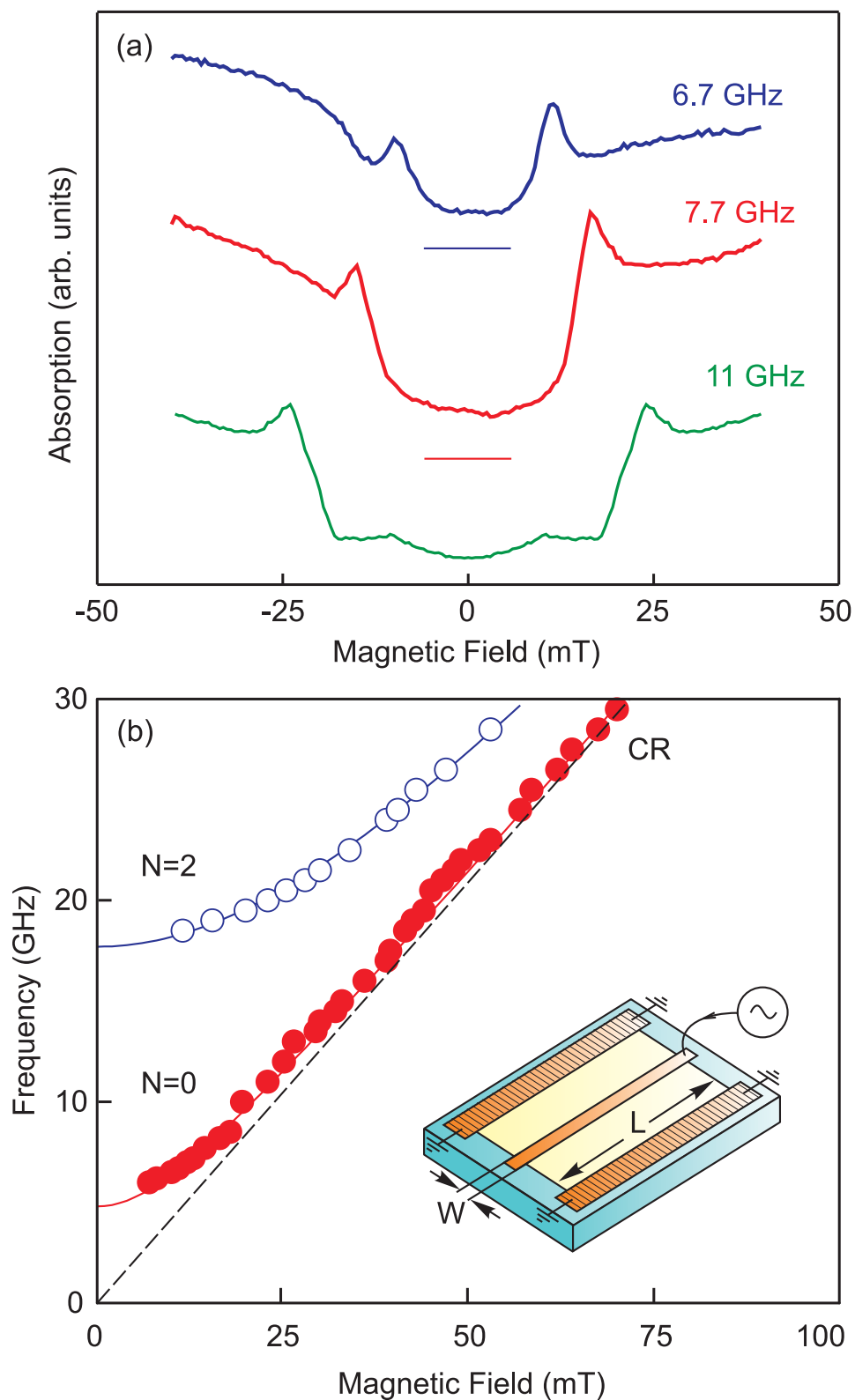


Рисунок 3.1: (а) Микроволновое поглощение в зависимости от магнитного поля, измеренная на трех СВЧ частотах 6.7, 7.7 и 11 ГГц. Для наглядности, кривые поглощения для частот 6.7 и 7.7 ГГц сдвинуты по вертикали. (б) Магнитодисперсия «проксимити» плазменных мод с поперечным волновым числом $N = 0$ (красные кружки) и $N = 2$ (пустые кружки). На вставке к рисунку приведена геометрия исследуемой структуры. Из работы [58].

Дополнительно к фундаментальной продольной плазменной моде ($N = 0$), описанной выше, в эксперименте наблюдаются также поперечные гармоники «проксимити» плазмона (пустые кружки на рис. 3.1(b)). Поперечные моды имеют N узлов вдоль ширины полоски затвора при том же продольном волновом векторе $q = 2\pi/L$. Спектр поперечных плазменных мод в пределе $qW \ll 1$ описывается следующей формулой [61]:

$$\omega^2 = \frac{4\pi n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon} \left(q_{\text{tr}}^2 + \frac{4}{W} q \right), \quad (3.3)$$

где $q_{\text{tr}} = N\pi/W$ ($N = 1, 2, \dots$) — поперечная компонента волнового вектора, $q = 2\pi/L$ — продольная компонента волнового вектора. Следует заметить, что в пределе больших продольных длин волн формула (3.3) переходит в стандартное выражение для дисперсии экранированного 2D плазмона ([40]). Именно эта плазменная мода наблюдалась во многих экспериментах [62–65]. Однако, фундаментальная плазменная мода с $N = 0$ была во всех этих экспериментах упущена. Поперечная плазменная мода на рисунке 3.1(b) отвечает возбуждению гармоники с номером $N = 2$. В силу осевой симметрии электрического поля в исследуемом копланарном волноводе в нем возбуждаются только плазменные моды с четным поперечным волновым числом $N = 2, 4, \dots$. Экспериментальные данные для $N = 2$ моды могут быть экстраполированы в $B = 0$ Тл при помощи теоретического выражения (3.2). Полученная с помощью данной процедуры плазменная частота 18 ГГц неплохо согласуется с теоретическим предсказанием согласно (3.3) — 21 ГГц.

Наиболее примечательным физическим свойством обнаруженного плазменного возбуждения является его корневой закон дисперсии. С первого взгляда это кажется противоестественным. Во-первых, «проксимити» плазмон имеет одномерный характер распространения вдоль полоски затвора. Во-вторых, затвор эффективно экранирует кулоновское взаимодействие. Оба этих фактора должны способствовать тому, чтобы дисперсия плазменного возбуждения была линейной [63; 66]. Экспериментальное определение спектра нового плазмона было проведено на серии структур с различной длиной затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм при фиксированной его ширине $W = 100$ мкм. Полученная в этих экспериментах дисперсия изображена на рисунке 3.2. Для каждой из эксперимен-

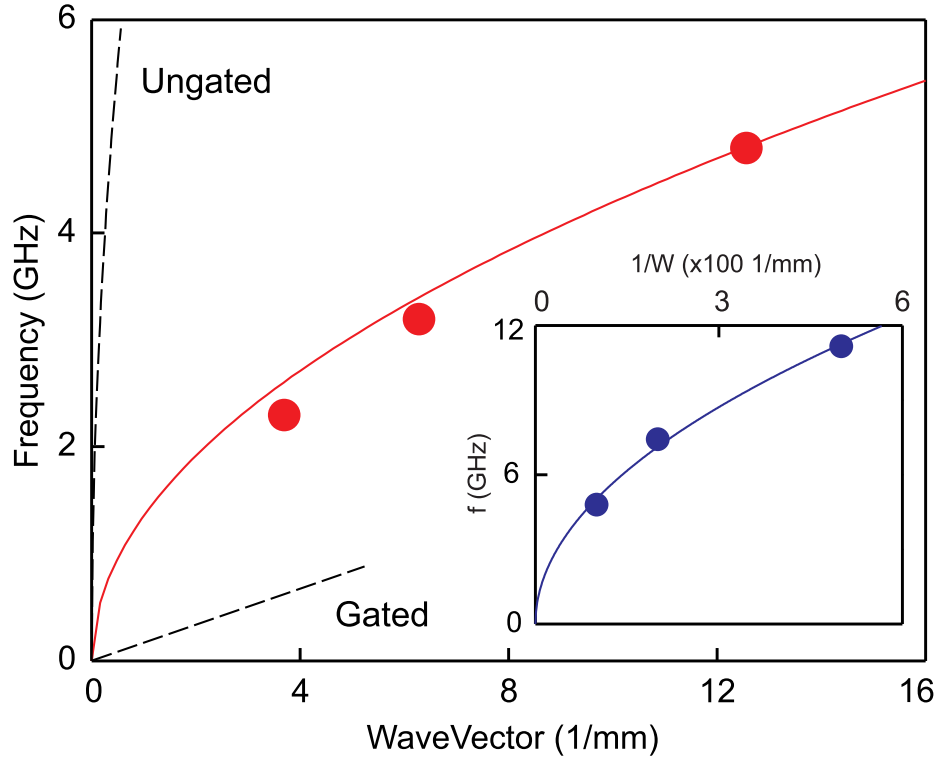


Рисунок 3.2: Дисперсия «проксимити» плазменного возбуждения. Каждая из экспериментальных точек измерена на отдельном образце с длиной затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм при фиксированной ширине затвора $W = 100$ мкм. Электронная концентрация для всех трех образцов составляла $n_s = 2.7 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Теоретическая корневая зависимость (3.1) показана сплошной красной линией. Для сравнения, на рисунке также приведены дисперсии обычных экранированного (Gated) и неэкранированного (Ungated) плазмонов. На вставке показана экспериментально полученная зависимость плазменной частоты от обратной ширины затвора $1/W$. Из работы [58].

тальных точек волновой вектор вычислялся как $q = 2\pi/L$. На том же рисунке сплошной красной линией приведена теоретическая зависимость согласно формуле (3.1). Видно, что экспериментальные данные полностью подтверждают предсказанный теорией корневой закон дисперсии. На вставке к рисунку 3.2 показана зависимость частоты новой $N = 0$ плазменной моды от параметра $1/W$. Каждая из экспериментальных точек отвечает измерению на отдельной структуре с определенной шириной затвора $W = 100, 50$ или 20 мкм при фиксированной длине $L = 0.5$ мм. Эксперимент подтверждает теорию (3.1), согласно которой частота плазмона ω_{pr} пропорциональна $1/\sqrt{W}$ (сплошная линия на вставке к рис. 3.2).

Следует заметить, что исследуемая в настоящих экспериментах геометрия полупроводниковой структуры очень похожа на НЕМТ (High Electron Mobility

Transistor) транзистор. Было показано, что НЕМТ транзисторы можно использовать для детектирования и генерации излучения терагерцового частотного диапазона (0.1 – 1 ТГц). Идея подхода состоит в том, что падающая на структуру электромагнитная волна преобразуется в локализованную под затвором стоячую плазменную волну. Переменный же потенциал плазменного возбуждения выпрямляется в той же структуре в измеряемый постоянный сигнал фотонапряжения. Однако, несмотря на многолетние экспериментальные усилия, терагерцовые плазмонные компоненты всё ещё далеки от практической реализации. В силу своих уникальных физических свойств «проксимити» плазменные возбуждения, могут сыграть важную роль в реализации систем терагерцовой электроники. Действительно, их плазменная частота для типичных параметров НЕМТ транзисторов $L = 10$ мкм, $W = h = 0.2$ мкм и $n_s = 10^{12}$ см⁻² составляет $f_{\text{пр}} \approx 0.7$ ТГц.

3.2 «Проксимити» плазменные возбуждения в геометрии диска

Важным с физической точки зрения представляется вопрос как модифицируются свойства «проксимити» плазмонов при изменении геометрии затвора от полоски ($qW \ll 1$) к диску ($qW \sim 1$). Для этого мы исследовали плазменные возбуждения в ДЭС с большим латеральным размером, посреди которой на поверхности полупроводниковой подложки был напылен металлический Cr/Au затвор в форме диска [59]. Образцы представляли собой ДЭС в форме диска с диаметром $D = 0.5$ мм по периметру которого был сделан заземленный Au/Ge контакт (вставка к рис. 3.3). В центре мезы был напылен металлический затвор. Для различных образцов затвор имел разные диаметры $d = 40, 50, 100$ и 200 мкм. Образцы были изготовлены из GaAs/AlGaAs гетероструктур с двумерной электронной системой, находящейся в квантовой яме с шириной 30 нм, расположенной на расстоянии 440 нм от поверхности полупроводниковой подложки. Концентрация и подвижность двумерных электронов составляли $n_s = (2.4 - 2.8) \times 10^{11}$ см⁻² и $\mu = 5 \times 10^6$ см²/В·с, соответственно. СВЧ излучение в диапазоне 1 – 40 ГГц подводилось к образцу по коаксиально-

му кабелю напрямую на центральный затвор. Образцы помещались в криостат со сверхпроводящим соленоидом ($B = 0 - 2$ Тл) при температуре $T = 4.2$ К. Плазменные возбуждения детектировались с помощью оптической методики, основанной на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву ДЭС.

На рисунке 3.3(a) показаны типичные кривые микроволнового поглощения в зависимости от внешнего магнитного поля, измеренные для частот СВЧ 16.5, 21.5 и 34 ГГц. На кривых наблюдаются два резонансных пика. На рисунке 3.3(b) показана результирующая магнитодисперсия для обоих пиков, построенная по результатам более подробных измерений. Частота одного из пиков хорошо соответствует циклотронному резонансу $\omega_c = eB/m^*c$ (полые кружки на рис. 3.3(b)). Физическое происхождение данной магнитоплазменной моды до сих пор не до конца понятно. Второй пик, обозначенный на рисунке 3.3(b) сплошными красными кружками, наблюдается только в присутствии центрального затвора. Магнитодисперсионная зависимость второго пика хорошо описывается зависимостью:

$$\omega^2 = \sqrt{\omega_{\text{pr}}^2 + \omega_c^2} \quad , \quad (3.4)$$

где ω_{pr} - резонансная частота в нулевом магнитном поле. Причём важно отметить, что у рассматриваемого плазменного возбуждения отсутствует краевая мода. Данное физическое свойство является характерной чертой «проксимити» плазменных возбуждений. Дополнительным аргументом в пользу плазменной природы наблюдаемого резонанса является зависимость частоты данной моды в нулевом магнитном поле от концентрации двумерных электронов (вставка к рис. 3.4), отлично описываемая корневой зависимостью $\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{n_s}$.

Для измерения спектра «проксимити» плазмонов мы провели серию экспериментов с образцами, имеющими различный диаметр центрального затвора $d = 50, 10$ и 200 мкм. На рисунке 3.4 показана зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от обратной величины диаметра центрального затвора $1/d$. Видно, что данная экспериментальная зависимость носит линейный характер. Этот результат согласуется с теоретическим предсказанием [67]. Действительно, теоретический анализ показывает, что дисперсия «проксимити» плазмонов в бесконечной ДЭС, частично экранированной затвором в форме

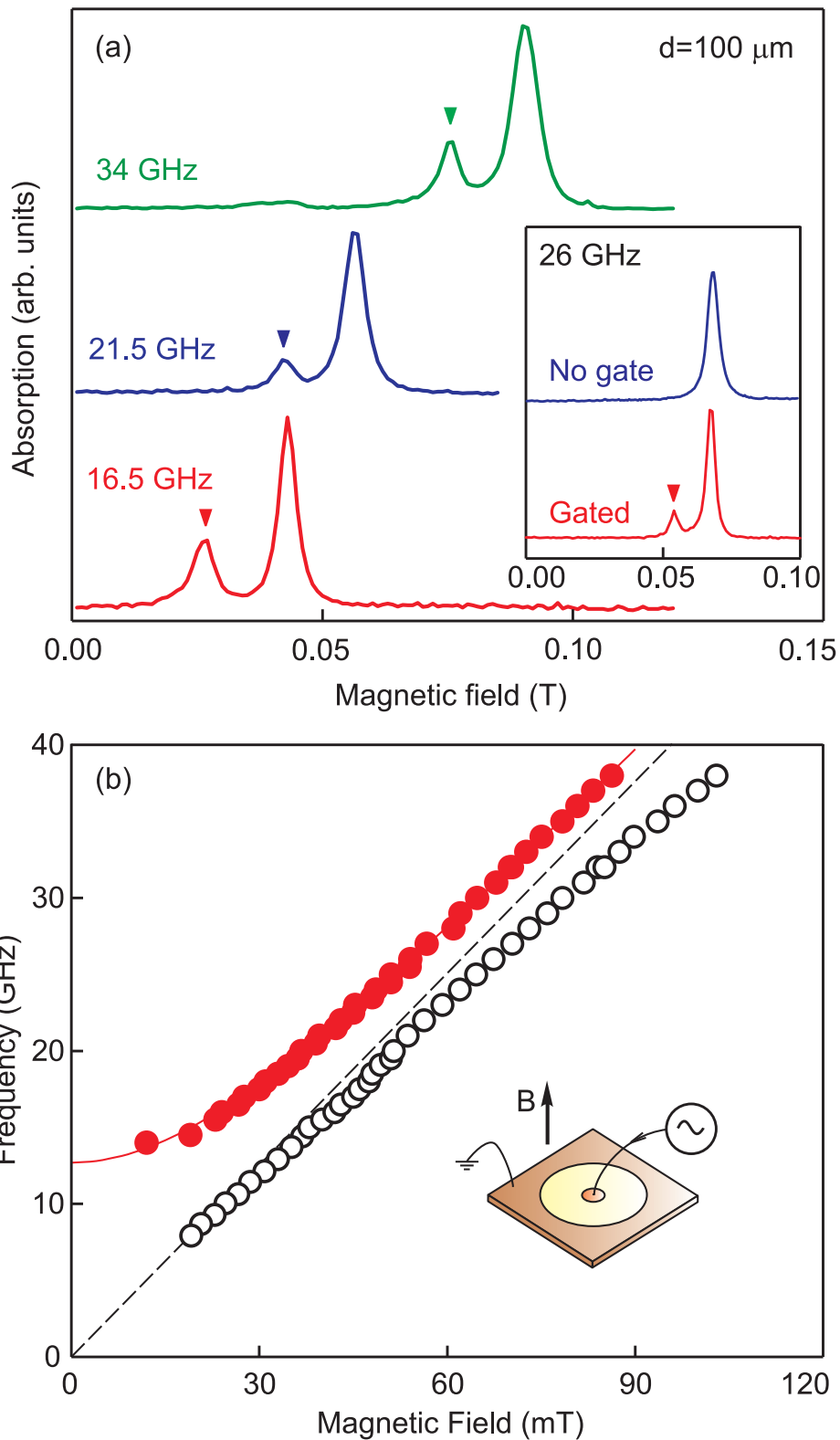


Рисунок 3.3: (а) Спектры микроволнового поглощения в зависимости от величины внешнего магнитного поля. На вставке — магнитополевые зависимости для ДЭС с затвором и без него на частоте $f = 26$ ГГц. (б) Магнитодисперсионная зависимость для двух наблюдаемых мод, измеренная на образце с затвором в форме диска с диаметром $d = 100$ мкм. На вставке показана схема образца. Из работы [59].

диска, определяется следующей формулой:

$$\omega_{\text{pr}} = \Omega_{m,n} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \frac{2}{d}}, \quad (3.5)$$

где безразмерный коэффициент $\Omega_{m,n}$ определен как $(n + 1)$ -й положительный корень уравнения $\partial_{\Omega} J_{|m|}(\Omega) + |m| J_{|m|}(\Omega)/\Omega = 0$. $J_{|m|}(x)$ — функция Бесселя первого рода ($m \geq 1$). Наиболее низкочастотная мода, описываемая уравнением (5.4), задаётся коэффициентом $\Omega_{1,0} = 2.4$. Экспериментальные точки (рис. 3.4) отлично описываются соответствующей теоретической дисперсионной зависимостью (5.4). Небольшое отличие от теории, судя по всему, обусловлено неточным учётом диэлектрического окружения двумерной системы.

Стоит также отметить, что зависимость (5.4) имеет аналогичный характер дисперсии экранированного плазмона. Дисперсионный закон экранированных плазменных колебаний в ДЭС в форме диска с диаметром d , экранированной бесконечным затвором, описывается формулой [68]:

$$\omega_g = \alpha \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \frac{2}{d}}, \quad (3.6)$$

где, для фундаментальной плазменной моды $\alpha = 1.84$. Коэффициент α является первым нулем производной функции Бесселя $J_1'(x)$. То есть дисперсии «проксимити» и экранированного плазмонов отличаются лишь численным коэффициентом. По-видимому, это связано с тем, что в обоих случаях энергия плазменных колебаний локализована в основном в подзатворной области, а отличие в численном коэффициенте возникает из-за различных граничных условий на краю диска/затвора, где амплитуда электрического поля плазменных колебаний мала. Этот факт приводит к тому, что два различных семейства плазмонов, соответствующих «противоположным» конфигурациям (i) ДЭС в форме диска, экранированной бесконечным затвором и (ii) бесконечной ДЭС, экранированной затвором в форме диска, нередко путают друг с другом.

Чтобы проиллюстрировать различие между «проксимити» и экранированными плазмонами, мы провели дополнительные эксперименты в системе, где под затвором была вытравлена часть ДЭС (вставка к рис. 3.5). Ширина пе-

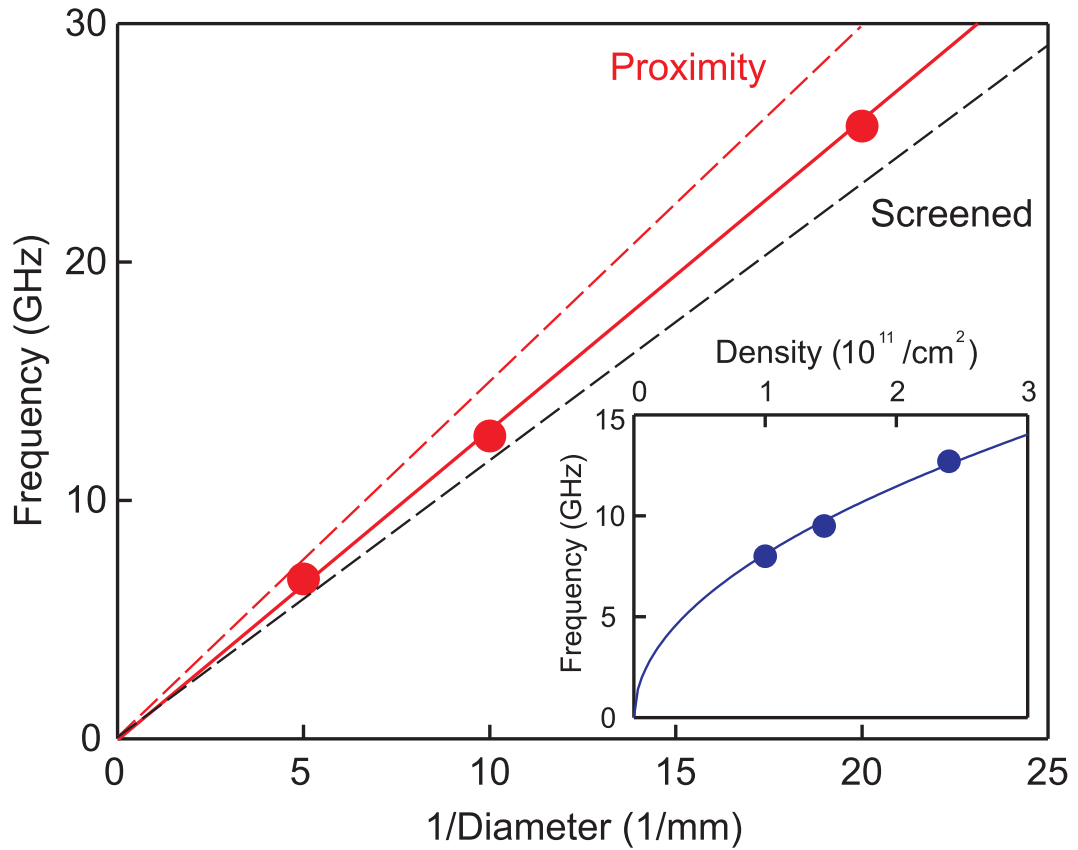


Рисунок 3.4: Дисперсия «проксимити» плазмона, измеренная на серии образцов с диаметром центрального затвора $d = 50, 100$ и 200 мкм (электронная плотность $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Сплошная красная линия показывает линейную подгонку к экспериментальным данным. Красная пунктирная линия показывает теоретическое предсказание для «проксимити» плазмонов согласно (5.4), черная — для экранированных плазмонов согласно (3.6). На вставке показана зависимость частоты плазмона от двумерной электронной плотности. Измерения проводились на образце с диаметром затвора $d = 100$ мкм. Сплошная синяя кривая соответствует корневой зависимости. Из работы [59].

рекрытия затвора и ДЭС при этом была фиксированной для всех образцов и составляла $W = 5$ мкм. Были проведены измерения на трех таких образцах с диаметрами центрального затвора $d = 50, 100$, и 200 мкм. То есть под затвором оказывалась ДЭС в форме кольца с фиксированной для всех образцов шириной, что топологически эквивалентно замкнутому затвору в форме узкой полоски и полубесконечной ДЭС под ним. Как мы покажем ниже, закон дисперсии плазменных волн в такой «кольцевой» геометрии будет иметь корневой характер соответствующий формуле (3.1).

Действительно, на рисунке 3.5(а) представлены магнитодисперсионные зависимости для рассматриваемой геометрии. Помимо циклотронной магнито-

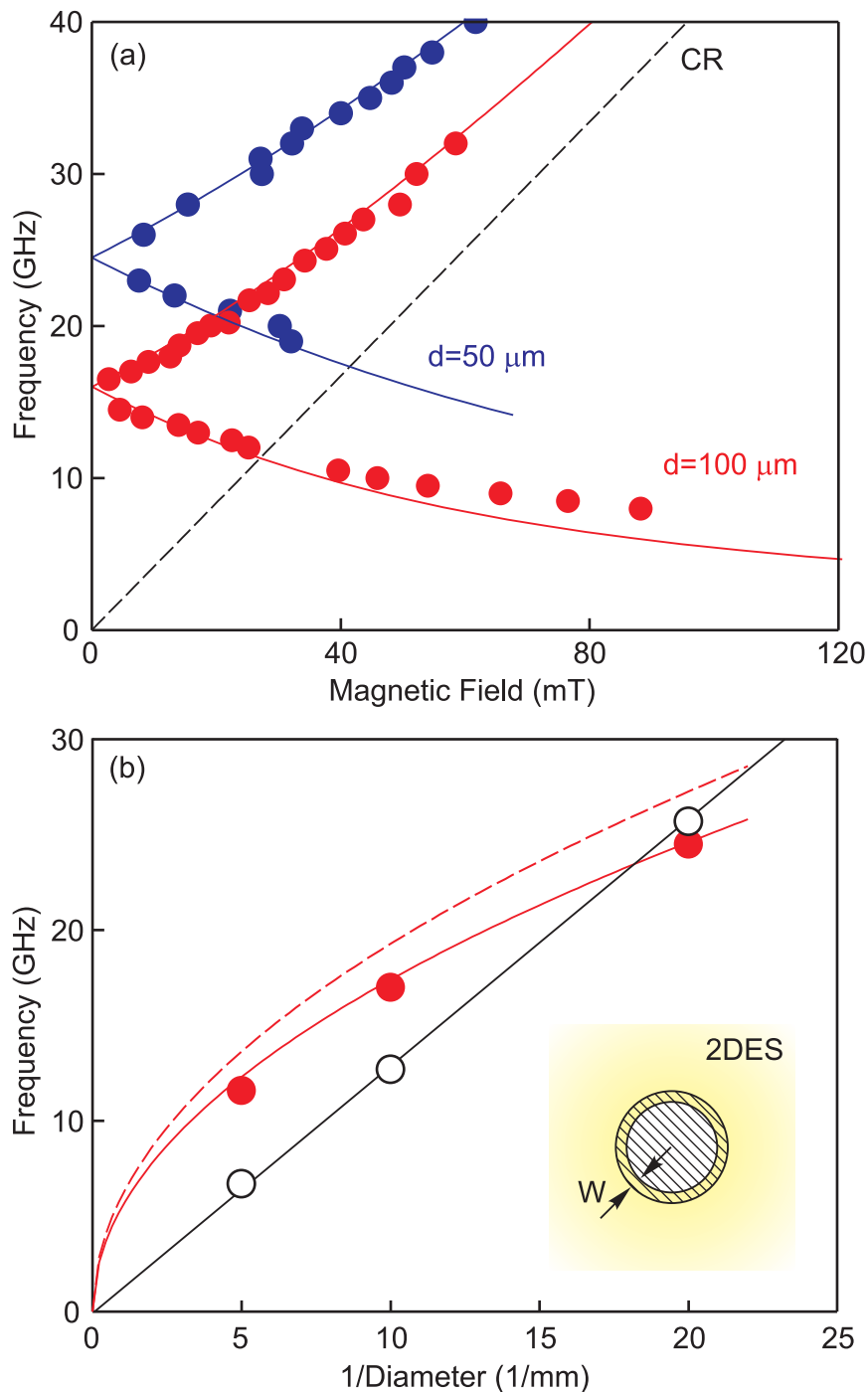


Рисунок 3.5: (а) Магнитодисперсия «проксимити» плазмонов в геометрии кольца, измеренная для двух образцов с диаметрами затвора $d = 50$ и 100 мкм (синие и красные кружки соответственно). Для обоих образцов ширина подзатворной кольцевой области ДЭС была $W = 5$ мкм. Сплошные кривые представляют собой теоретическую аппроксимацию согласно (3.7). (б) Сравнение спектров «проксимити» плазмонов, измеренных для геометрии кольца (красные кружки) и диска (пустые кружки). На вставке показана схема образца, где W — ширина кольцевой области ДЭС находящейся под затвором. Желтым цветом на схеме обозначена область ДЭС, а заштрихованная область соответствует металлическому затвору. Из работы [59].

плазменной моды, наблюдается ещё и краевая магнитоплазменная мода, демонстрирующая отрицательную магнитодисперсию. Данный краевой магнитоплазмон (КМП) распространяется вдоль края ДЭС в направлении, определяемом приложенным магнитным полем со скоростью, пропорциональной в пределе больших магнитных полей диагональной компоненте холловской проводимости $\sigma_{xy} \propto n_s/B$. В рассматриваемом случае частично вытравленной под затвором ДЭС у неё появляется край, чем и объясняется наблюдаемая краевая магнитоплазменная ветвь. Магнитодисперсионная зависимость для обеих ветвей плазменного спектра отлично описываются следующей формулой для магнитоплазменных возбуждений в геометрии диска:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_{\text{pr}}^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (3.7)$$

где ω_{pr} - резонансная частота в нулевом магнитном поле, определяется в соответствии с формулой (3.1) для «проксимити» плазмона в геометрии полоски с учётом того, что замкнутость кольцевой геометрии накладывает ограничения на волновой вектор $q_N = N \times 2/d$ ($N = 1, 2, \dots$).

Зависимость резонансной плазменной частоты для нулевого магнитного поля от обратной величины диаметра затвора $1/d$ показана на рисунке 3.5(b). Сплошные точки соответствуют подзатворной области ДЭС в форме кольца, тогда как полые точки отвечают измерениям без вытравливания подзатворной области. Таким образом, наблюдается переход от линейной к корневой дисперсии. Полученная для геометрии кольца корневая дисперсионная зависимость является отличительной чертой «проксимити» плазмонов.

3.3 Заключение

Существуют две причины, которые более 50 лет препятствовали обнаружению «проксимити» плазменных мод. Во-первых, новые плазменные колебания не имеют узлов в направлении перпендикулярном металлической полоске. Это делает невозможным возбуждение этих мод электромагнитной волной, у которой электрическое поле направлено поперёк полоски. Следует заметить, что именно эта конфигурация использовалась в пионерских экспериментах по

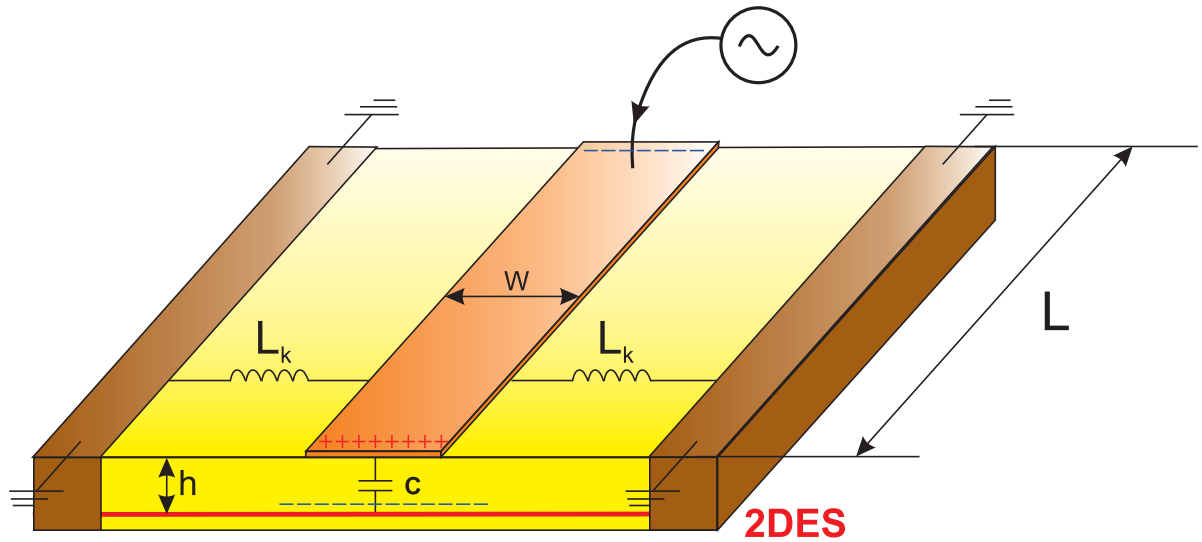


Рисунок 3.6: Схематическое изображение колебательного LC контура эквивалентного «проксимити» плазменной волне. Металлический затвор в форме полосы с шириной W и длиной l напылен на поверхность полупроводниковой подложки. Квантовая яма с ДЭС находится на расстоянии h от поверхности кристалла. C и L_k — эффективные емкость и индуктивность плазмонного колебательного контура. Изображение выполнено не в масштабе.

2D плазмоники [5; 41]. Во-вторых, в теоретических работах, предшествовавших открытию нового семейства плазменных мод, в основном рассматривалась геометрия ДЭС конечного размера с бесконечным экранирующим затвором [68]. Данная геометрия обратна той, которая необходима для наблюдения «проксимити» плазменных волн. По этой причине достаточно продолжительное время не было теоретических предсказаний существования новых мод.

Качественно поведение и происхождение новых «проксимити» плазменных возбуждений можно понять при помощи эквивалентного LC колебательного контура [69; 70]. Давайте рассмотрим фрагмент «проксимити» плазменной волны с длиной вдоль затвора $l = 1/q$ как отдельный колебательный контур (рис. 3.6). Запасенная электрическая энергия данного контура определяется емкостью между затвором и ДЭС (рис. 3.6).

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{Wl}{h}.$$

В процессе колебаний подзатворная емкость разряжается через области ДЭС прилегающие к затвору. При этом кинетическая энергия электронов E_k определяется индуктивностью немагнитного происхождения L_k . Действительно, пол-

ную кинетическую энергию движения электронов можно представить в виде $E_k = 2 \times m^* v^2 / 2 \times n_s l^2$. Здесь мы учли два обстоятельства. Во-первых, ток течет по обе стороны от затвора. Во-вторых, в движение вовлечены все электроны находящиеся на расстоянии λ_p от затвора. Суммарный ток в рассматриваемом плазмонном колебательном контуре равен $I = 2 n_s e v l$. Если записать кинетическую энергию как $E_k = L_k I^2 / 2$, то мы получим выражение для кинетической индуктивности $L_k = m^* / 2 n_s e^2$. Таким образом, приходим к следующему выражению для частоты рассматриваемого плазмонного колебательного контура:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_k C}} = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 h}{m^*} \frac{1}{W l}} = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 h}{m^* W}} q. \quad (3.8)$$

Примечательно, что наша простая модель приводит к точному воспроизведению спектра «проксимити» плазменных волн (3.1), полученному на основании точной теории [61].

Глава 4

Взаимодействие двумерной плазмы со светом

4.1 Введение

Взаимодействие света с веществом лежит в основе почти всех оптических процессов происходящих в природе. Одну из самых первых попыток описать взаимодействие света с модельной двухуровневой системой предпринял Альберт Эйнштейн. В 1916 году им было опубликовано две работы «Испускание и поглощение излучения по квантовой теории» и «К квантовой теории излучения». Эйнштейн показал, что существуют два принципиально разных механизма испускания энергии атомами вещества. Наряду с обычным процессом спонтанного испускания, должен наблюдаться, как полагал Эйнштейн, процесс испускания, происходящий не самопроизвольно, а под воздействием излучения окружающего атом. Изложенные в этих пионерских работах Эйнштейна физические идеи легли в основу квантовой электроники и привели к созданию лазера. Активное освоение лазерных технологий привело к революции во многих областях современной промышленности. Часто это событие называют первой квантовой революцией.

Взаимодействие света с коллективом атомов или молекул приводит к возникновению множества новых физических явлений. Например, в твердых телах взаимодействие между элементарными возбуждениями, такими как фонон или экситон, со светом приводит к образованию новой квазичастицы — полярито-

на [71]. Огромный всплеск интереса к поляритонам в последнее время вызван тем фактом, что сильная связь электронной системы со светом может привести к фазовому переходу в новые фотонные состояния материи. В качестве примера можно привести суперрадиационный переход Дике [72], сверхизлучательную экситонную конденсацию [73] и электрон-фотонную сверхпроводимость в резонаторе [74].

Недавно в двумерной электронной системе на основе высококачественных AlGaAs/GaAs гетероструктур был обнаружен новый класс поляритонов — двумерные плазмонные поляритоны. Заряды в двумерном слое не способны эффективно экранировать трехмерное поле падающей на ДЭС электромагнитной волны. Это приводит к очень сильной гибридизации света с двумерной плазмой. В некоторых случаях может быть достигнут даже так называемый режим сверхсильной связи. Важным стимулом для изучения взаимодействия двумерной плазмы со светом стала возможность технических приложений полученных в ней результатов. Имеется прямой выход к проблеме создания терагерцовой техники, развитие которой стало сейчас насущной потребностью многих областей науки, промышленности, медицины и даже общественной безопасности.

4.2 Исследование плазмон-поляритонных мод в двумерных электронных системах

Электродинамические эффекты в двумерной плазме, вызванные конечностью скорости света $c = 3 \times 10^8$ м/с, привлекают все больший интерес со стороны исследователей. Эффекты запаздывания становятся существенными, когда фазовая скорость двумерных плазмонов становится сравнимой со скоростью света, то есть при $q < 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ или $\omega < 2\pi n_s e^2 / m^* c \sqrt{\epsilon}$. В данном случае начинает возбуждаться плазмонный поляритон — гибридное возбуждение света с 2D плазмоном [6; 52; 53; 75–77]. AlGaAs/GaAs гетероструктуры имеют типичные параметры электронной концентрации $n_s = 10^{11}$ см⁻², эффективной массы $m^* = 0.067m_0$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon = 12.8$. Для таких параметров эффекты запаздывания становятся значимыми при $q \approx 5$ см⁻¹ и частоте $\omega/2\pi \approx 10$ ГГц. Наблюдение 2D плазмонов на таких низких частотах

тах было невозможно на начальных этапах исследования двумерных плазмон-поляритонных мод (1970 - 1980 годы) из-за того, что у использовавшихся в то время структур время релаксации определяло нижнюю границу частоты плазменных возбуждений на уровне 100 ГГц. За последних несколько десятилетий качество образцов радикально улучшилось, что сделало возможным наблюдение гибридных плазмон-поляритонных мод [6; 52; 75–77]. Эти эксперименты раскрыли крайне интересные и неожиданные свойства 2D плазмон-поляритонных возбуждений: заметное уменьшение частоты плазмона в нулевом магнитном поле по сравнению со значением рассчитанным в квазистатическом приближении, а также значительное изменение циклотронной частоты в ненулевом магнитном поле.

На рисунке 4.1 приведены магнитополевые зависимости плазменной частоты, измеренные на дисках ДЭС с диаметром $d = 0.1$ и 1 мм и электронной концентрацией $(0.42 - 6.6) \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Стрелками на рисунке показаны значения частот, рассчитанные согласно квазистатическому приближению (1.13). Видно, что при увеличении параметра запаздывания A наблюдаются несколько явлений: заметное уменьшение частоты плазмона в нулевом магнитном поле по сравнению с ω_p , рассчитанному в квазистатическом приближении; наклон $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ при $B \rightarrow 0$ существенно меньше стандартного значения $1/2$; верхняя магнитоплазменная мода пересекает линию циклотронного резонанса и демонстрирует необычное зигзагообразное поведение. Разберем каждую из этих особенностей по порядку.

На рисунке 4.2 показана экспериментальная полученная частота двумерного плазмон-поляритонного возбуждения в нулевом магнитном поле измеренная в зависимости от волнового вектора $q = 2.4/d$. Зависимости были получены для двух полупроводниковых шайб с электронными концентрациями $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ и $n_s = 6.6 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. На том же рисунке приведена дисперсия света $\omega = 2\pi f = cq/\sqrt{\epsilon}$ (сплошная линия) и дисперсия 2D плазмона $\omega = 2\pi f = (2\pi n_s e^2 q / m^* \epsilon)^{1/2}$ (пунктирная линия). Видно, что в пределе малых волновых векторов (больших длин волн) спектр плазмон-поляритонных возбуждений стремится к дисперсии света, тогда как в коротковолновом пределе спектр плазмон-поляритонов хорошо описывается в рамках электростатического приближения (1.13). Именно из-за гибридизации со световой волной в пределе малых волновых векторов происходит заметное уменьшение частоты

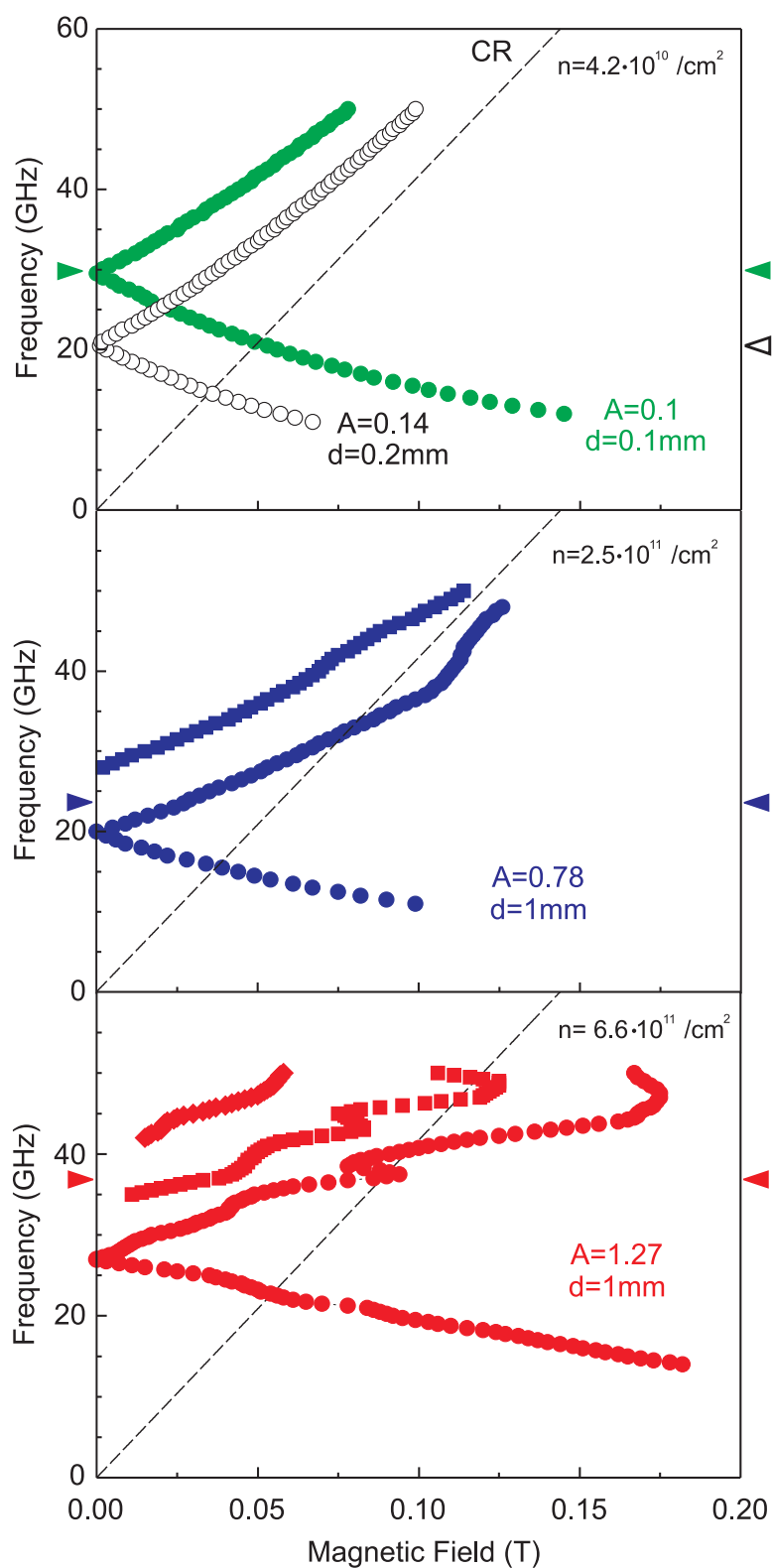


Рисунок 4.1: Спектры двумерных магнитоплазмонов измеренные при 1.5 К для нескольких образцов с различными электронными плотностями и диаметрами мезы. Образцы имели форму дисков. Для каждого из образцов на рисунке приведены значение параметра запаздывания A . Стрелка обозначает значение плазменной частоты, полученное в электростатическом приближении согласно (1.13). Из работы [78].

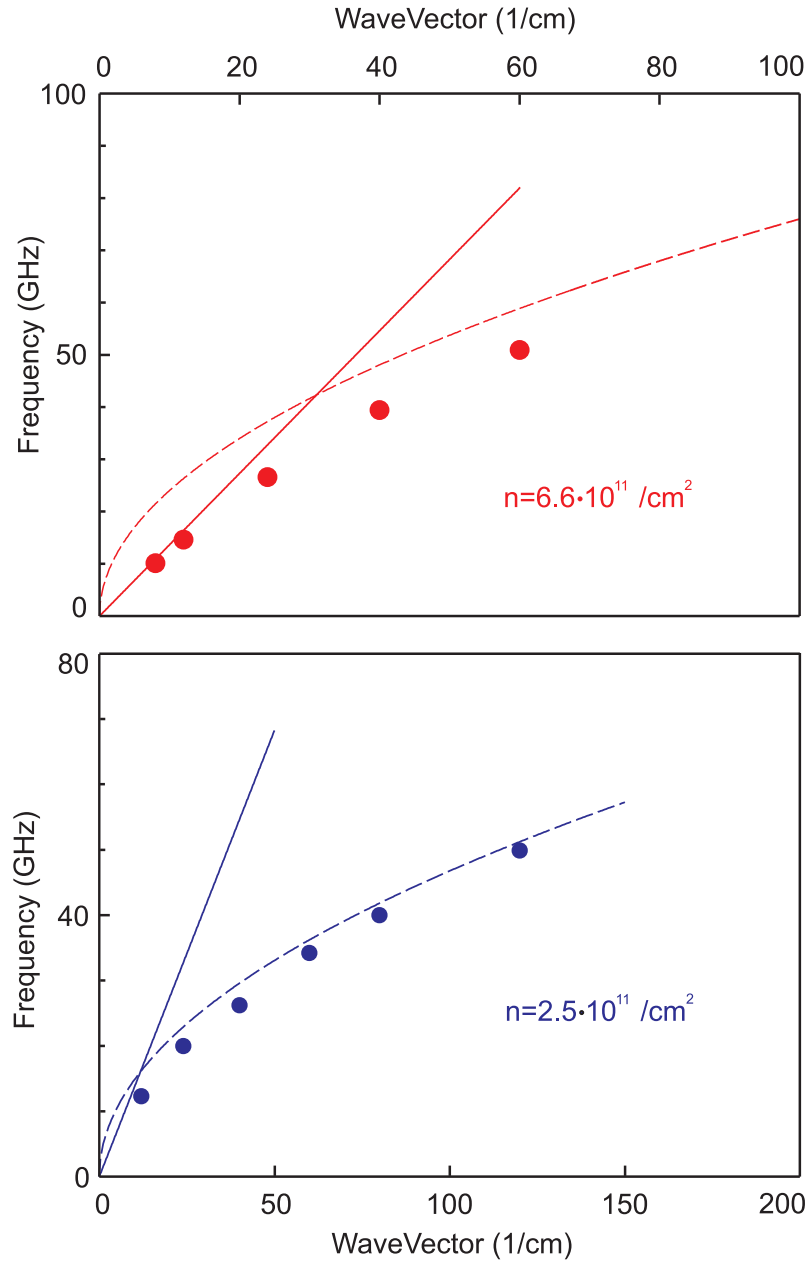


Рисунок 4.2: Дисперсия 2D плазмон-поляритонных возбуждений, измеренная для образцов в форме дисков с электронной плотностью $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из работы [78].

плазмона в нулевом магнитном поле. Гибридизация со светом также объясняет уменьшение наклона $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ магнитодисперсионных кривых при $B \rightarrow 0$. Действительно, магнитодисперсия световой волны в осях $f(B)$ представляет собой горизонтальную прямую.

Физическая причина необычного зигзагообразного магнитополевого поведения циклотронной магнитоплазменной моды заключается во взаимодействии фундаментальной и кратных магнитоплазменных гармоник [52]. Действительно, экспериментально было показано, что с увеличением магнитного поля при

приближении к циклотронному резонансу амплитуда фундаментальной моды падает, в то время как амплитуда второй гармоники наоборот растет. Это происходит из-за конкуренции между столкновительным γ и радиационным Γ вкладами в ширину плазменного резонанса. Поскольку эксперименты проводятся в режиме разворота магнитного поля при фиксированной частоте СВЧ излучения, то переигрывание амплитуд различных магнитоплазменных мод внешне проявляется как зигзаг на магнитодисперсионной зависимости. Было обнаружено, что наблюдаемый эффект проявляется только на образцах самого высокого качества, когда $\gamma \ll \omega_p < \Gamma$ [52].

Важнейшей характеристикой плазменных колебаний является их затухание, которое проявляется через ширину линии плазменного резонанса. Данный вопрос тесно переплетается с проблемой практического применения 2D плазмоники в области детектирования и генерации терагерцового излучения. Двумерные плазменные волны резонансно возбуждаются лишь тогда, когда $\omega_p \tau \gg 1$. Одной из возможностей обойти данное ограничение является увеличение эффективного времени релаксации τ за счет смещения плазменной волны со светом.

Обычно электродинамические эффекты запаздывания количественно описываются путем введения безразмерного параметра запаздывания A , который определяется как отношение частоты плазмона ω_p к частоте световой электромагнитной волны $\omega_{\text{light}} = cq/\sqrt{\varepsilon}$, взятыми для одинакового волнового вектора q :

$$A = \frac{\omega_p(q)}{\omega_{\text{light}}(q)} = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \bar{\varepsilon}}} q \times \frac{1}{\omega_{\text{light}}(q)} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (4.1)$$

Нами было найдено, что для дисков с диаметром d волновой вектор плазмона определяется соотношением $q \approx 2.4/d$, а частота света $\omega_{\text{light}} = cq/\sqrt{\varepsilon_{\text{GaAs}}}$, где $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ и $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$. На рисунке 4.3 красными кружками показана зависимость полуширины плазменного резонанса, нормированной на $1/\tau$, от величины параметра запаздывания A . Синие квадраты на этом же рисунке демонстрируют нормированную частоту плазмона $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ в зависимости от параметра запаздывания. Здесь ω_{exp} — экспериментальное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле, а $\omega_p = (2\pi n_s e^2 q / m^* \bar{\varepsilon})^{1/2}$ — плазменная частота, вычисленная в электростатическом приближении. Измерения прово-

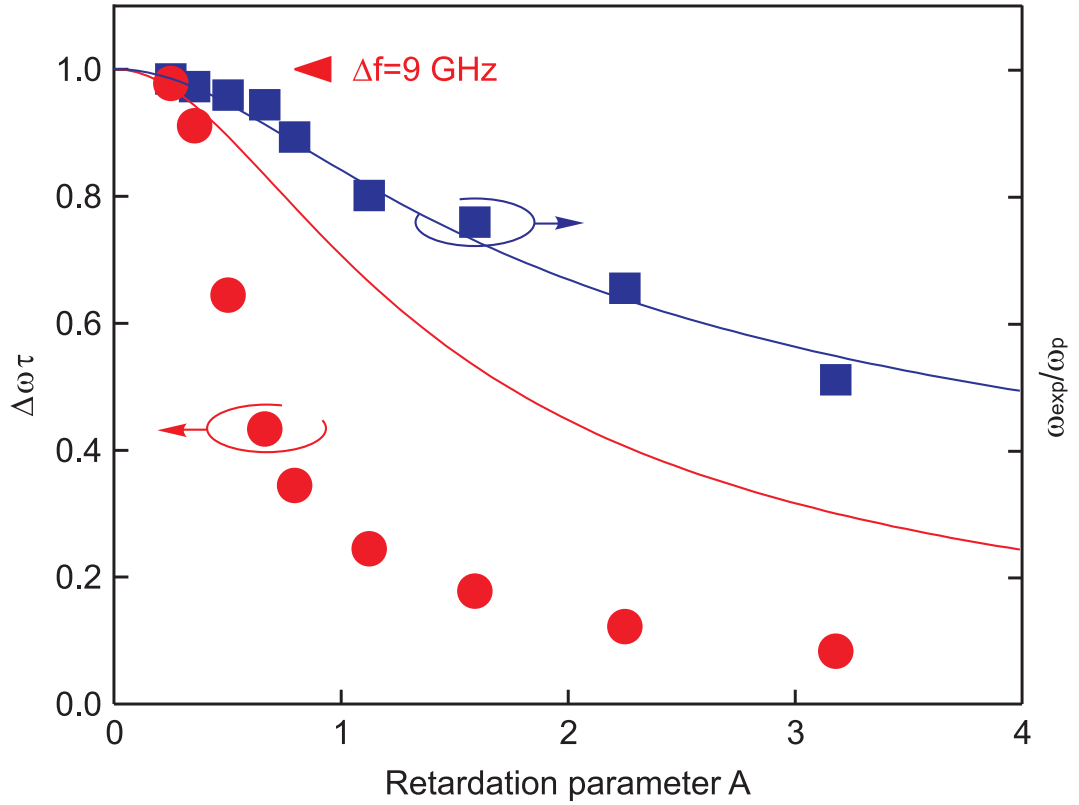


Рисунок 4.3: Нормированное плазмонное затухание $\Delta\omega\tau$ (красные кружки) и частота $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ как функции параметра запаздывания A . Сплошные кривые показывают теоретические предсказания (4.2) для случая ДЭС с бесконечным размером в плоскости квантовой ямы. Из работы [76].

дильсь на образце ДЭС с электронной концентрацией $n_s = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и временем релаксации $1/\tau = 5.6 \times 10^{10} \text{ /с}$. Согласно данным на рисунке 4.3 плазмонный резонанс испытывает значительное сужение даже при небольшой гибридизации со светом. Сплошными кривыми на рисунке показаны теоретические зависимости, полученные в предположении, что двумерная электронная система имеет бесконечные размеры в плоскости [3; 53]. Данные зависимости хорошо описываются феноменологическими формулами (сплошные линии на рис. 4.3):

$$\omega \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad \Delta\omega\tau \approx \frac{1}{1 + A^2}. \quad (4.2)$$

Экспериментальные точки для $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ отлично описываются теорией, тогда как полуширина плазмон-поляритонного резонанса $\Delta\omega\tau$ претерпевает гораздо большее уменьшение, нежели предсказывает теория. Данное anomальное поведение, по-видимому, связано с тем, что исследуемый образец ДЭС в форме диска имеет конечный размер, что не учитывается в теоретической модели.

Интересным представляется понять физическую природу наблюдаемого сужения плазменного резонанса. В направлении перпендикулярном плоскости ДЭС поле плазменной волны сконцентрировано в области λ_z . В случае, когда запаздыванием можно пренебречь $\lambda_z = \lambda_p = 2\pi/q$ и полуширина плазменного резонанса равна $\Delta\omega = 1/\tau$. Когда же запаздывание велико, делокализация плазменной волны λ_z существенно превышает область $\lambda_p = 2\pi/q$, в которой происходит диссипация [7]. Таким образом, затухание 2D плазмон-поляритонного возбуждения можно оценить как

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \times \frac{\lambda_p}{\lambda_z}. \quad (4.3)$$

Делокализация плазмонной моды в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС определяется как $q_z = \sqrt{q^2 - \omega^2/c^2}$. Это выражение является прямым следствием уравнений Максвелла для ограниченной электромагнитной волны, распространяющейся вдоль двумерной электронной системы, $\Delta \vec{E} = (\omega^2/c^2) \vec{E}$. Объединяя уравнения (1.22) и (4.3), можно точно воспроизвести (4.2) для полуширины $\Delta\omega\tau$ и частоты ω/ω_p плазменного резонанса в режиме сильного запаздывания.

В заключение хочется отметить, что отличительной особенностью плазмонных поляритонов в двумерных электронных системах является очень сильная связь между световым электромагнитным полем и двумерной плазмой (рис. 4.2). Если ДЭС поместить в резонатор, то возможно наблюдение ещё большей ультра сильной связи, когда энергия связи света и плазмы (частота Раби) становится сравнимой с частотой невзаимодействующих волн [79–85]. Физика режима ультра сильной связи в настоящее время является очень активной областью исследований. Повышенный интерес к этой теме связан с целым рядом приложений в квантовой оптике и квантовых вычислениях.

4.3 Что будет, если скорость акустических волн приближается к скорости света?

Акустические волны в газообразных и твердотельных средах — одно из самых распространенных природных явлений. Примерами акустических воз-

буждений являются обычные звуковые волны, нулевые звуковые колебания в квантовой ферми-жидкости и волны Боголюбова в многочастичных бозонных системах. Скорость большинства этих акустических волн не превышает $V_s = c/300$, где c - скорость света. Релятивистский же режим, когда скорость акустических волн становится соизмеримой со скоростью света в среде, остается гораздо менее изученным. Понимание поведения материи в таких условиях — одна из наиболее интересных открытых проблем современной физики. Возможные приложения включают изучение сверхсильного взаимодействия света и вещества [79; 81; 82], новые фотонные состояния материи [72–74] и даже исследование неустойчивости нейтронной звезды относительно коллапса в черную дыру [86; 87].

Одним из представителей семейства акустических волн является плазменные волны, распространяющиеся в двумерной электронной системе с расположенным вблизи задним затвором. Дисперсия таких плазменных волн имеет линейный акустический характер за счет экранировки сил кулоновского взаимодействия между флуктуациями заряда в двумерной системе [40]

$$\omega_{\text{AP}} = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 \hbar}{\epsilon m^*}} q = V_p q \quad (qh \ll 1), \quad (4.4)$$

где q — волновой вектор плазмона, h — расстояние между проводящим затвором и ДЭС, n_s и m^* — плотность и эффективная масса двумерных электронов. Следует отметить, что в течение многих лет считалось, что скорость акустических плазмонов очень мала и поэтому для них эффекты запаздывания пренебрежимо малы.

В настоящих экспериментах нам удалось реализовать ситуацию, $V_p/c^* > 1$ (где $c^* = c/\sqrt{\epsilon}$ является скоростью света в полупроводниковом кристалле, где находится ДЭС), когда электродинамические эффекты запаздывания начинают быть существенными. Показано, что эффекты запаздывания вызывают сильное взаимодействие акустических плазмонов со светом, что проявляется в гигантской перенормировке эффективной массы носителей заряда. Эксперименты были выполнены на полупроводниковых гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) с одиночной GaAs квантовой ямой шириной 20 нм. Мы исследовали серию образцов с электронной плотностью $n_s = 7.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижно-

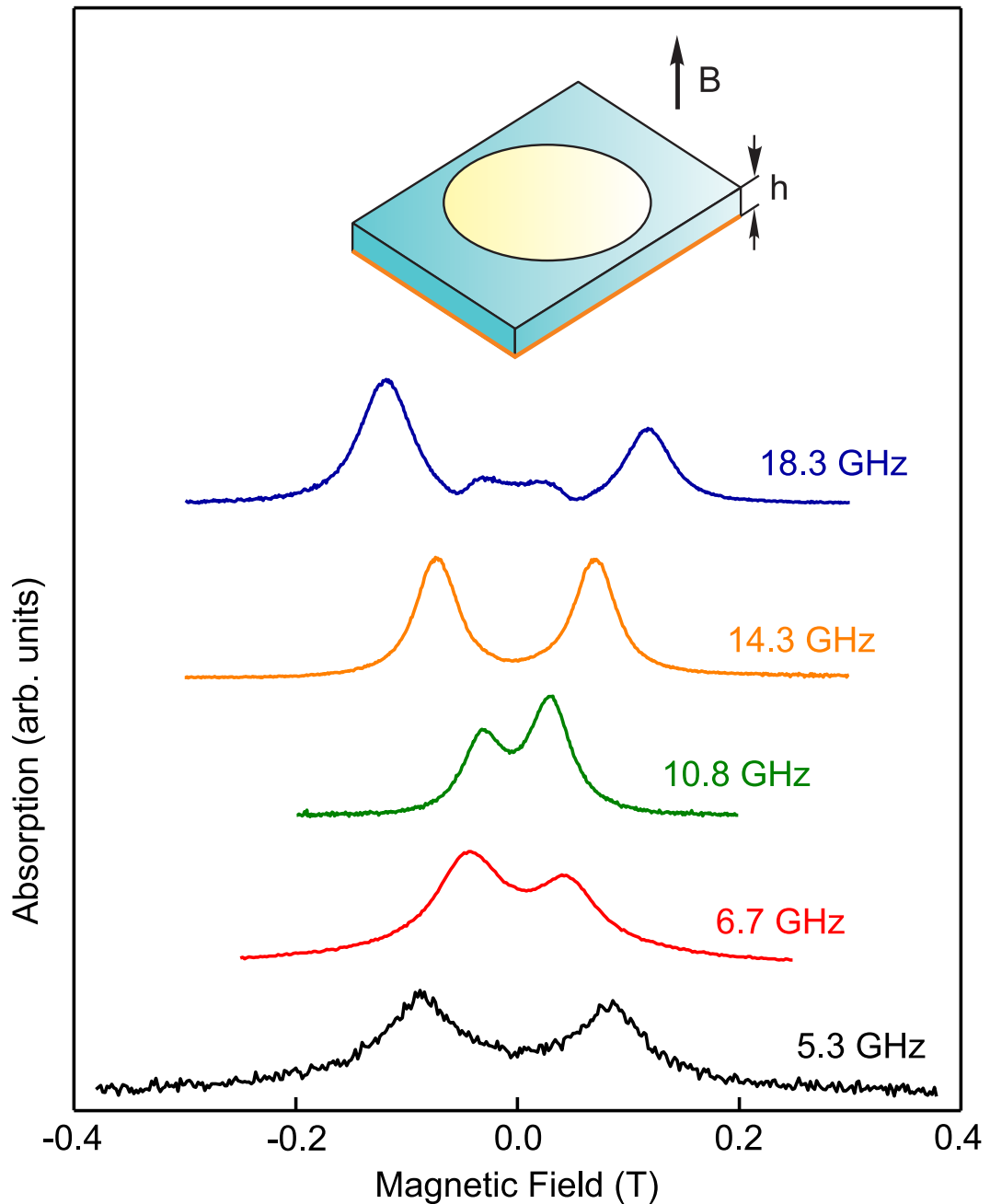


Рисунок 4.4: Кривые микроволнового поглощения как функция магнитного поля, измеренные для пяти частот СВЧ облучения. Эксперимент проводился для образце с диаметром ДЭС $D = 4$ мм, электронной плотностью $n_s = 7.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и толщиной подложки $h = 640$ мкм. На вставке показано схематическое изображение исследуемого образца. Затвор, напыленный на заднюю часть образца, показан оранжевым цветом. Из работы [77].

стью электронов $\mu = 0.4 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ($T = 4.2 \text{ К}$). На передней поверхности образцов были изготовлены мезы в форме диска с диаметром $D = 4$ или 6 мм. Металлический затвор напылялся на заднюю поверхность полупроводниковой GaAs подложки. Расстояние h между квантовой ямой и затвором изменялось путем полировки подложки в диапазоне (140 – 640) мкм на этапе изготовле-

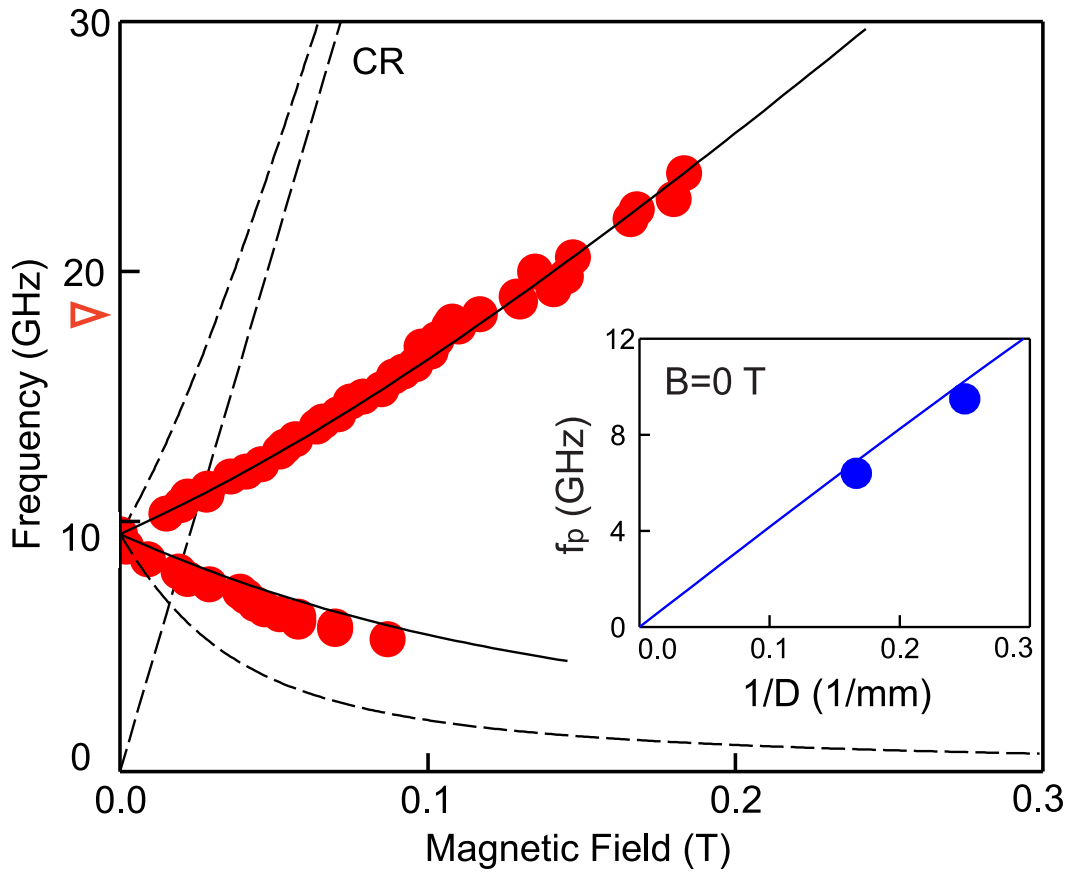


Рисунок 4.5: Магнитодисперсия акустического 2D плазмона, измеренная в образце с диаметром диска $D = 4$ мм, двумерной электронной плотностью $n_s = 7.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и толщиной подложки $h = 640$ мкм (красные точки). Пунктирные кривые показывают краевую ω_- и циклотронную ω_+ магнитоплазменные моды, вычисленные в электростатическом приближении. Сплошные линии представляют собой подгонки экспериментальных точек согласно формуле (4.4) с перенормированной эффективной массой электрона. Пунктирной прямой линией на рисунке показан циклотронный резонанс (CR) $\omega_c = eB/m^*$. Красной стрелкой отмечена частота акустического плазмона в электростатическом приближении $f_{\text{AP}} = 18.2$ ГГц. На вставке показана дисперсия акустического 2D плазмона в нулевом магнитном поле. Сплошная линия на вставке обозначает теоретическое предсказание согласно (4.6). Из работы [77].

ния образца. Стоячие плазменные волны возбуждались в образцах либо электромагнитным полем из прямоугольного волновода, либо через коаксиальный кабель посредством петлевой антенны. Плазменные резонансы в ДЭС детектировались с помощью оптической методики. Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2$ К. Структура помещалась в криостат с жидким гелием в центр сверхпроводящего соленоида. Магнитное поле (0 - 0.4) Тл было направлено перпендикулярно поверхности образца.

На рисунке 4.4 представлены типичные кривые микроволнового поглощения в зависимости от приложенного магнитного поля, измеренные на образце с электронной плотностью $n_s = 7.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и толщиной GaAs подложки $h = 640 \text{ мкм}$. Все кривые демонстрируют ярко выраженный резонанс микроволнового поглощения, симметричный относительно инверсии магнитного поля. Для установления природы обнаруженного резонанса, мы построили его магнитодисперсию на рисунке 4.5. Магнитодисперсия имеет две ветви. Низкочастотная ветвь (ω_-) соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона (КМП). Эта мода возникает вследствие коллективного движения электронов по скачкообразным орбитам вдоль края ДЭС. Высокочастотная ветвь (ω_+) на рисунке 4.5 соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды, возникающей в результате коллективного движения электронов по циклотронным орбитам по всей площади диска. Магнитодисперсия на рисунке 4.5 достаточно точно описывается приближением [44; 47]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega'_c}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega'_c}{2}\right)^2 + \omega_p^2}, \quad (4.5)$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле, а $\omega'_c = eB/m'$ — нормированная циклотронная частота.

Важным наблюдением является то, что измеренная плазменная частота в нулевом магнитном поле на рисунке 4.5 заметно меньше, чем значение вычисленное согласно формуле (4.4) $f_{\text{ДР}} = 18.2 \text{ ГГц}$ (отмечено красной стрелкой на рисунке 4.5). При вычислениях использовались следующие значения для эффективной массы $m_{\text{GaAs}}^* = 0.067 m_0$, диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ и волнового вектора плазмона $q \approx 3.7/D$ [48]. ещё одно важное наблюдение на рисунке 4.5 состоит в том, что циклотронная магнитоплазменная ветвь пересекает линию циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$ (прямая пунктирная линия) вместо того, чтобы стремиться к ней асимптотически (как показано на рисунке пунктирной кривой). Оба наблюдения указывают на то, что эффекты релятивистского запаздывания существенно изменяют спектр акустических плазмонов. Это вполне естественно, учитывая то, что скорость плазмона согласно квазистатическому приближению (4.4) равняется $V_p = \omega_{\text{ДР}}/q = 1.5 c^*$.

Для количественного учёта эффектов запаздывания, мы взяли за основу теорию акустических 2D плазмонов в бесконечной ДЭС [54; 88] и адаптировали её к геометрии ограниченного диска. Детали наших расчётов приведены в дополнительных материалах статьи [77]. Оказалось, что эффекты запаздывания приводят к одновременной перенормировке плазменной и циклотронной частот

$$\omega_p = \frac{\omega_{AP}}{\sqrt{1 + \frac{V_p^2}{c^{*2}}}}, \quad (4.6)$$

$$\omega'_c = \frac{\omega_c}{1 + \frac{V_p^2}{c^{*2}}}. \quad (4.7)$$

Примечательно, что оба этих эффекта можно объяснить перенормировкой одной величины — эффективной массы электрона $m' = m^* (1 + V_p^2/c^{*2})$.

Сравним полученные экспериментальные данные с разработанной теорией. Для исследуемого образца плазменная частота $f_p = 9.5$ ГГц оказывается примерно вдвое меньше, чем без запаздывания $f_{AP} = 18.2$ ГГц. Полученный коэффициент перенормировки частоты $f_{AP}/f_p = 1.9$ хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $\sqrt{1 + V_p^2/c^{*2}} = 1.8$, где $V_p = \omega_{AP}/q = 1.5 c^*$. Другой способ сравнить эксперимент с теорией — проанализировать поведение акустического 2D плазмона в магнитном поле. Наилучшее согласие между уравнением (4.5) и экспериментальными данными на рисунке 4.5 достигается, когда $\omega_c/\omega'_c = 3.6$. Это что также хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $1 + V_p^2/c^{*2} = 3.3$. Интересно, что запаздывание не влияет на линейный характер дисперсии акустических плазменных волн. Действительно, на вставке к рисунку 4.5 показаны результаты измерений плазменной частоты в $B = 0$ для двух дисков с диаметрами $D = 4$ и 6 мм (синие точки). Полученные данные точно соответствуют линейной дисперсии (сплошная линия), рассчитанной согласно (4.4) и (4.6), что дополнительно подтверждает то, что исследуемая плазменная мода является акустической волной.

Одной из наиболее привлекательных особенностей акустических плазменных волн в релятивистском режиме является возможность перестройки эффективной массы электрона посредством изменения либо электронной плотности n_s , либо расстояния h между ДЭС и проводящим затвором. Фактически, со-

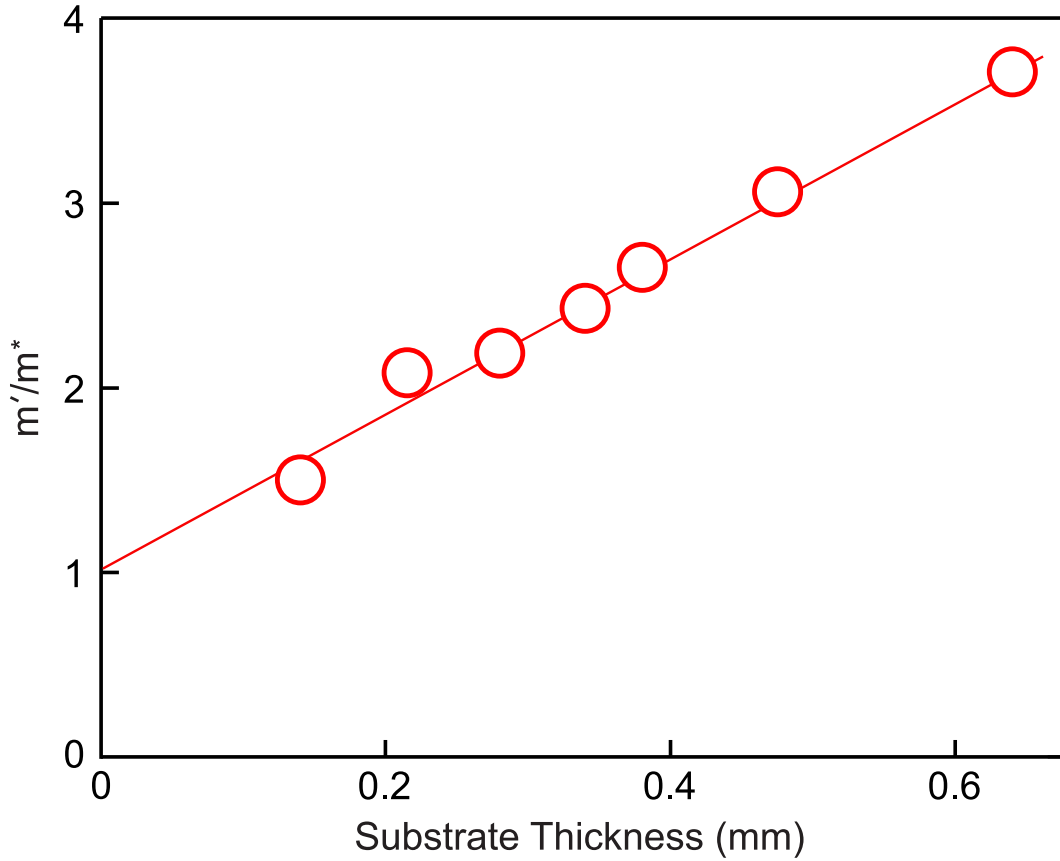


Рисунок 4.6: Зависимость нормированной массы электрона m'/m^* от толщины подложки h . Экспериментальные данные были получены для ДЭС с фиксированной геометрией диска с диаметром $D = 4$ мм и электронной плотностью $n_s = 7.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Сплошная линия соответствует линейной аппроксимации экспериментальных данных. Из работы [77].

гласно уравнениям (4.6) и (4.7), эффективная масса электрона может быть выражена как

$$\frac{m'}{m^*} = \left(\frac{f_{\text{AP}}}{f_p} \right)^2 = 1 + \frac{V_p^2}{c^{*2}} = 1 + \frac{n_s e^2 h}{\varepsilon_0 m^* c^2}. \quad (4.8)$$

Следовательно, отношение m'/m^* должно линейно зависеть от толщины подложки h . Чтобы сравнить это предсказание с данными измерений, на рисунке 4.6 представлены экспериментальные результаты для m'/m^* , полученные для семи структур с различной толщиной подложки $h = 640, 475, 380, 340, 280, 215$ и 140 мкм. При этом все образцы имели одинаковый диаметр мезы $D = 4$ мм и плотность двумерных электронов $n_s = 7.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Экспериментальные точки на рисунке 4.6 имеют почти идеальное линейное поведение с наклоном 4.2 мм $^{-1}$, что близко согласуется с теоретическим значением $n_s e^2 / \varepsilon_0 m^* c^2 = 4.0$ мм $^{-1}$. При этом, экстраполяция экспериментальных данных

к $h = 0$ дает $m'/m^* = 1$, что согласуется с характером зависимости (4.8). Продемонстрированное согласие между теорией и экспериментом подтверждает справедливость разработанной нами теоретической модели. Таким образом, мы экспериментально установили, что расстояние между ДЭС и задним затвором определяет силу связи между двумерной плазмой и светом.

В настоящем разделе проведено исследование акустических плазменных волн в ДЭС с затвором напыленным на заднюю поверхности подложки. Благодаря тщательно подобранным параметрам структуры, нам удалось достичь скорости акустической волны, превышающей скорость света $V_p/c^* > 1$. Обнаружено, что электродинамические эффекты запаздывания приводят к значительным изменениям как в величине скорости плазменной волны, так и в магнитополеводении. Установлено, что оба явления можно объяснить перенормировкой эффективной массы электрона $m' = m^*(1 + V_p^2/c^{*2})$. Полученные результаты могут представлять интерес не только для физики двумерных электронных систем. Обнаруженный режим сильного взаимодействия двумерной плазмы со светом может быть предвестником перехода к новым фотонным состояниям материи, а также иметь отношение к физике образования черных дыр.

4.4 Наблюдение радиационного затухания плазменных колебаний

Взаимодействие света с двумерной плазмой может быть существенным также и за счет радиационного затухания синхронно колеблющихся в плазменной волне носителей заряда. Радиационное затухание оказывает в основном влияние на ширину плазменного резонанса. Теоретические расчёты предсказывают, что для ДЭС в форме бесконечной плоскости, расположенной в вакууме, ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$, задаваемого характерным временем рассеяния τ , и радиационной добавки $\Gamma = \gamma \cdot 2\pi\sigma_{2D}/c$ [89–94]:

$$\Delta\omega = \gamma + \Gamma = \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \right) \quad (4.9)$$

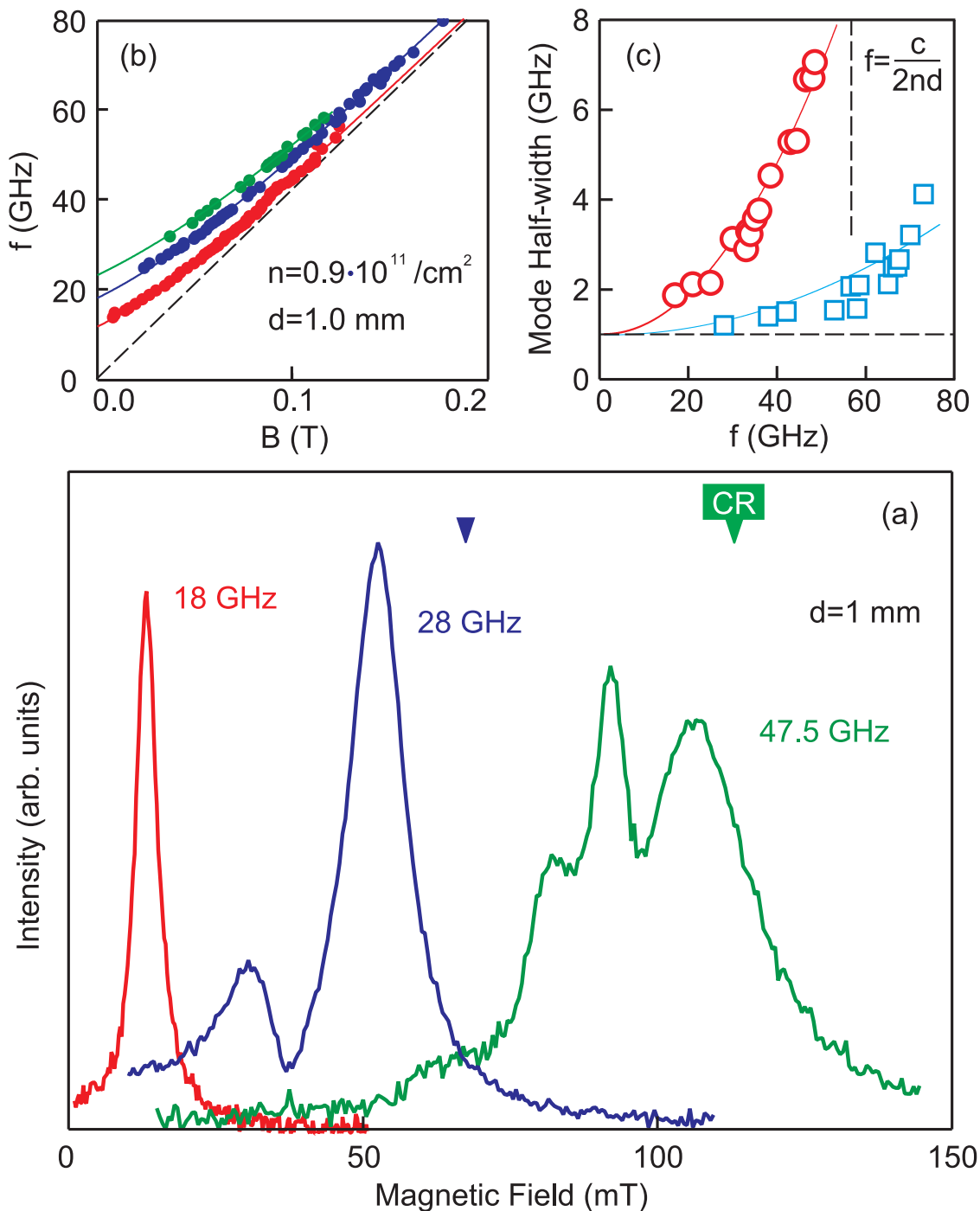


Рисунок 4.7: (a) Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 18, 28 и 47.5 ГГц для образца с электронной плотностью $n_s = 0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1$ мм. Стрелки показывают положение циклотронного резонанса. Измерения проводились при температуре $T = 4.2$ К. (b) Магнитодисперсия первых трех гармоник циклотронной магнитоплазменной моды. Пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. (c) Зависимости полуширины линии резонанса от частоты для первой (кружки) и второй (квадраты) магнитоплазменных мод. Из работы [94].

Как видно из (4.9) влияние радиационного затухания на ширину плазмонного резонанса определяется безразмерным релятивистским параметром $2\pi\sigma_{2D}/c$. Здесь $\sigma_{2D} = \mu n_s e$ — статическая двумерная проводимость ДЭС. В случае, когда $2\pi\sigma_{2D}/c \gg 1$ радиационные эффекты становятся существенными. Следует отметить, что для типичных параметров современных гетероструктур $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^7 \text{ см}^2/\text{Вс}$ значение параметра $2\pi\sigma_{2D}/c = 30$. Таким образом, радиационные эффекты практически всегда необходимо принимать во внимание [95]. Оценку величины радиационного затухания Γ можно получить из следующих соображений [90]. Пусть исследуемый образец имеет форму диска с диаметром d . Падающая электромагнитная волна вынуждает электроны в ДЭС совершать когерентные колебания с частотой ω . Каждый осциллирующий электрон является диполем, который излучает с интенсивностью $I \sim \ddot{p}^2/c^3 \sim \omega^4 e^2 a^2/c^3$, где a — амплитуда колебаний и $p \sim ea$ — соответствующий дипольный момент. Величина излучательного затухания Γ_0 отдельного осциллирующего электрона определяется отношением интенсивности дипольного излучения I к энергии электрона $m^*\omega^2 a^2$, что дает $\Gamma_0 \sim e^2 \omega^2 / m^* c^3$. Для N когерентно осциллирующих электронов интенсивность излучения должна быть умножена на N^2 , а средняя энергия — на N , следовательно $\Gamma_{\text{disk}} \sim N\Gamma_0$. Полное число когерентных электронов в ДЭС $N \sim n_s d^2$, что приводит нас к выражению:

$$\Gamma_{\text{disk}} \sim \Gamma \times \frac{d^2}{\lambda_p^2} \quad d \ll \lambda_p, \quad (4.10)$$

где $\Gamma = \gamma \cdot 2\pi\sigma_{2D}/c$ является не зависящей от частоты радиационной шириной. В случае ДЭС бесконечного размера для фундаментальной плазмон-поляритонной моды $d \approx \lambda_p$, тогда $\Gamma_{\text{disk}} \approx \Gamma$.

На рисунке 4.7(а) представлены типичные зависимости микроволнового поглощения как функции магнитного поля, измеренные для образца с электронной плотностью $n_s = 0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1 \text{ мм}$. В малых частотах ($f = 18 \text{ ГГц}$) наблюдается один пик резонансного микроволнового поглощения, смещающийся в сторону больших магнитных полей с увеличением частоты. Данный резонанс отвечает возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды в исследуемом диске. В области частот выше 20 ГГц возникает второй, а после 30 ГГц — третий пик, соответствующие возбуждению следующих размер-

ных гармоник $m = 2$ и 3 циклотронного магнитоплазменного резонанса. При этом при движении в сторону больших магнитных полей и частот все наблюдаемые моды сильно уширяются за счет радиационного затухания.

Для количественного изучения наблюдаемого уширения магнитоплазменных мод, их полуширина по частоте Δf была вычислена из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклона $\partial f/\partial B$ магнитодисперсионных кривых (рис. 4.7(b)). Полученная таким образом зависимость Δf от частоты плазменного резонанса приведена на рисунке 4.7(c). Кружки соответствуют фундаментальной магнитоплазменной моде, квадраты - её второй гармонике. Видно, что в области низких частот полуширина как фундаментальной моды, так и второй гармоники, стремятся к фиксированной ненулевой величине $\Delta f = 1$ ГГц. Релаксация магнитоплазменного возбуждения в этом пределе, по-видимому, связана с некогерентным столкновительным рассеянием и $\Delta\omega = \gamma = 1/\tau$. При переходе же в область частот $f \sim c/nd$ (n — эффективный показатель преломления окружающей ДЭС среды) наблюдается неожиданно стремительный рост ширины магнитоплазменных мод, при котором первая мода быстро уширяется и исчезает, уступая место второй и так далее. Рост ширины плазменных мод с увеличением частоты СВЧ хорошо описывается квадратичной теоретической зависимостью (4.10), изображенной на рисунке 4.7(c) для каждой из мод пунктирными кривыми.

На более высоких частотах, когда $d \gg \lambda$ в высококачественных образцах релаксация плазменных колебаний определяется радиационным каналом релаксации. Действительно, на рисунке 4.8 показаны кривые поглощения, измеренные для трех геометрически одинаковых образцов (диск с диаметром $d = 2.5$ мм), но с различной электронной концентрацией $n_s = 1.6, 3.2$ и 6.6×10^{11} см⁻². Магнитоплазменный циклотронный резонанс испытывает значительное уширение при увеличении электронной плотности. На вставке к рисунку показана извлеченная из этих кривых полуширина как функция электронной плотности. Экспериментальные точки практически идеально ложатся на теоретическую зависимость:

$$\Delta\omega = \Gamma = \frac{2\pi\sigma_{xx}}{\bar{n}c}\gamma = \frac{4\pi n_s e^2}{m^*(1 + n_{\text{GaAs}})c}. \quad (4.11)$$

Здесь учтено наличие GaAs полупроводниковой подложки, которая образует диэлектрическое окружение ДЭС с эффективным показателем преломления $\bar{n} = (1 + n_{\text{GaAs}})/2$.

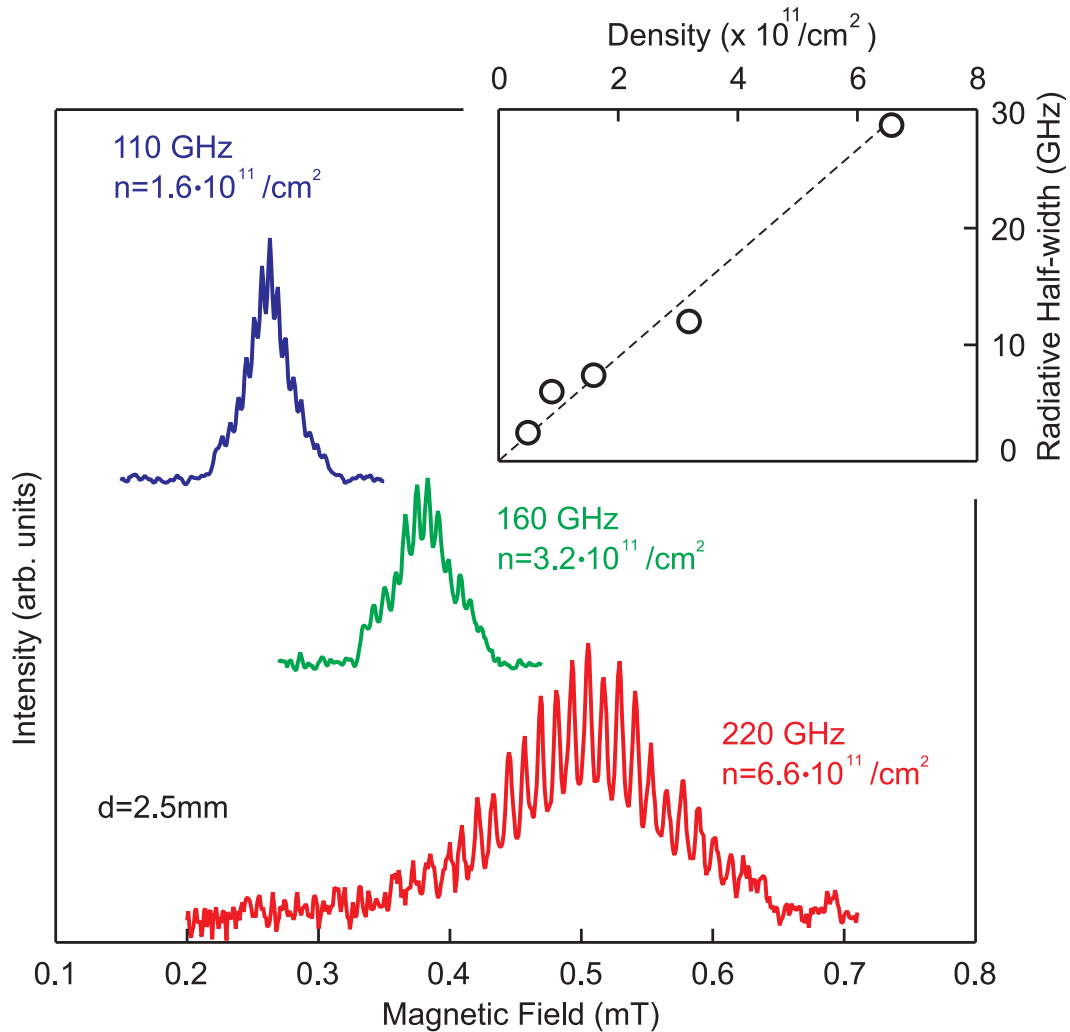


Рисунок 4.8: Микроволновое поглощение как функция магнитного поля, измеренная на больших СВЧ частотах для трех образцов с концентрациями $n_s = 1.6, 3.2$ и $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Все образцы имели одинаковую геометрию диска с диаметром $d = 2.5$ мм. Для ясности, кривые сдвинуты по вертикали. Вставка показывает зависимость полуширины циклотронного резонанса от электронной концентрации. Пунктирной линией на вставке показана теоретическая зависимость (4.11). Из работы [94].

Глава 5

Релятивистские плазменные волны в двумерных электронных системах

5.1 Введение

Текущая глава диссертации посвящена изложению экспериментальных результатов по изучению принципиально новых плазменных возбуждений в двумерной электронной системе — релятивистских плазмонов. Важнейшим отличием релятивистских плазменных мод от ранее известных возбуждений является их слабое затухание. Известно, что условие возбуждения ранее известных плазменных волн обычно определяется как $\omega\tau \ll 1$, где ω — плазменная частота, а τ — время электронной релаксации. Если частота плазмона меньше обратного времени релаксации, то динамика двумерной плазмы имеет чисто релаксационный характер.

Оказалось, что важнейшее условие для наблюдения релятивистских плазмонов налагается на двумерную проводимость σ_{2D} :

$$\frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \gg 1, \quad (5.1)$$

где c — скорость света. В работе [1.14](#) теоретически показано, что в диапазоне волновых векторов $q < 1/c\tau$ при условии $2\pi\sigma_{2D} \gg c$ существует высокодоб-

ротная плазменная мода с целым рядом уникальных физических свойств. В частности, её фазовая скорость превышает скорость света, а сама волна сильно делокализована в направлении перпендикулярном двумерному слою. При условии $2\pi\sigma_{2D}lc$ характер динамики двумерной плазмы резко меняется на чисто релаксационный.

Условие 5.1 является очень мягким. Это делает возможным наблюдение релятивистских плазмонов в стандартных AlGaAs/GaAs гетероструктурах даже при комнатной температуре, $\omega\tau \ll 1$, когда обычные 2D плазмоны затухают. Таким образом, релятивистские плазменные эффекты могут служить важным инструментом для создания нового поколения электронных устройств — плазмонных детекторов и генераторов СВЧ/терагерцового излучения.

5.2 Экспериментальное открытие релятивистских плазмонов в ДЭС с затвором

Релятивистские плазмоны были впервые обнаружены в 2005 году методом оптического детектирования в экспериментах по исследованию микроволнового поглощения полоски двумерных электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах [96]. В этих экспериментах был обнаружен ранее не наблюдавшийся низкочастотный резонанс микроволнового поглощения, отвечающий возбуждению слабо затухающей плазменной волны в двумерной электронной системе. Новая плазменная мода имела аномально малую ширину, которая оказалась значительно меньше обратного времени релаксации двумерных электронов. Измеренные зависимости частоты новой моды от концентрации двумерных электронов и величины магнитного поля однозначно указывали на плазменную природу обнаруженной моды.

Исследования проводились на гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As с одиночной квантовой ямой шириной 20 нм, расположенной на глубине 200 нм. Подвижность электронов μ в использовавшейся структуре составляла 8×10^6 см²/В·с, а плотность n_s менялась от 0.5 до 1.9×10^{11} см⁻² с помощью метода оптического обеднения [55]. На поверхности образца с помощью оптической литографии была вытравлена меза в форме полоски шириной $W = 100$ мкм и длиной $L = 1$ мм

(вставка к рис. 5.1). С обоих концов меза оканчивалась омическими контактами С. Поверх мезы на расстоянии 10 мкм от контактов поперёк полоски были нанесены металлические затворы G шириной 30 мкм, служащие для возбуждения плазмонов. Для исследования резонансного возбуждения плазменных волн использовался метод оптического детектирования микроволнового поглощения. При этом сравнивались спектры люминесценции двумерной электронной системы в условиях СВЧ-возбуждения и без него. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 100 мкВт. Сигнал фотолюминесценции регистрировался с помощью ССД детектора и двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мэВ. Источником СВЧ излучения в диапазоне от 0.01 до 30 ГГц служил генератор HP 83650B. Мощность на выходе генератора была в пределах 1–10 мкВт. Микроволновый сигнал с помощью коаксиального кабеля направлялся в гелиевый криостат и поступал на исследуемую структуру посредством согласованного копланарного волновода. Центральный проводник волновода соединялся с одним из металлических затворов G, а заземлённый проводник к омическому контакту С на конце полоски. Мерой интенсивности микроволнового поглощения считался интеграл абсолютного значения разности сравниваемых спектров в измеряемом спектральном диапазоне. Образец находился внутри сверхпроводящего соленоида, что позволяло создавать внешнее магнитное поле до 9 Тл, перпендикулярное плоскости образца. Все измерения проводились при температуре 1.5 К.

На рисунке 5.1 показан характерный спектр поглощения микроволнового излучения в исследуемой полоске ДЭС. Спектр получен в нулевом магнитном поле при развороте частоты для образца с концентрацией $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На спектральной кривой можно видеть три пика, два из которых (показаны стрелками), на частотах $f = 13 \text{ ГГц}$ и 23.5 ГГц , соответствуют возбуждению продольной плазменной моды вдоль длины полоски [66]. Действительно, в полоске двумерных электронов с длиной L , значительно превосходящей ширину W , наиболее низкочастотными являются продольные плазменные моды, спектр которых в пределе $qW \ll 1$ определяется формулой [97]:

$$\omega_{1D}^2 = \frac{2n_s W e^2}{m^* \varepsilon} q^2 \left(\ln \frac{8}{qW} - 0.577 \right), \quad (5.2)$$

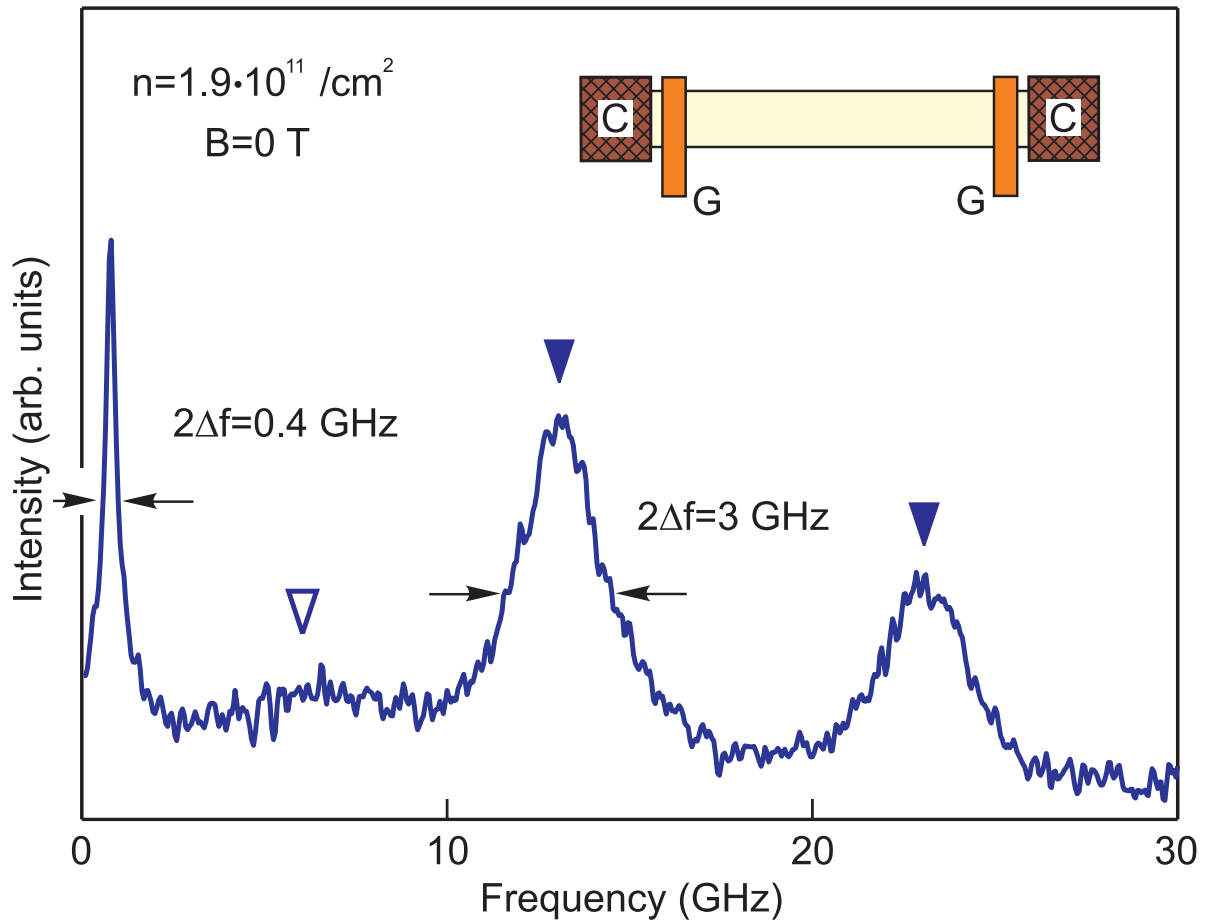


Рисунок 5.1: Спектр поглощения полоски двумерной электронной системы с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в нулевом магнитном поле. На вставке приведено схематическое изображение используемых образцов. Из работы [96].

где волновой вектор $q = N\pi/L$ ($N = 1, 2, \dots$). Продольные плазменные возбуждения с $qW \ll 1$ называются одномерными плазмонами. Для исследуемой полоски ДЭС формула (5.2) даёт для частот двух нижайших одномерных плазменных мод значения, которые находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Третий пик на частоте $f = 0.8 \text{ ГГц}$ является неожиданным наблюдением. Во-первых, его частота намного меньше, чем частота любого из возможных плазменных возбуждений в исследуемой геометрии ДЭС. Действительно, как мы видели, частоты всех продольных плазменных мод в исследуемой полоске ДЭС лежат выше 10 ГГц . Также можно рассмотреть экранированный двумерный плазмон, локализованный в подзатворной области. В соответствии с формулой (1.16) для экранированного плазмона с $q = \pi/W$ имеем частоту $f = 5.9 \text{ ГГц}$. На спектре действительно присутствует слабый резонанс вблизи этой частоты (контурная стрелка на рисунке 5.1). Во-вторых, обнаружен-

ный резонанс имеет существенно меньшую ширину по частоте $2\Delta f = 0.4$ ГГц, чем ширина резонанса $2\Delta f = 3$ ГГц, отвечающего одномерному плазмону. Учитывая, что ширина плазменного возбуждения определяется соотношением $\Delta f = 1/2\pi\tau$, то для исследуемой структуры новому резонансу соответствует рекордная подвижность двумерных электронов $\mu = 60 \times 10^6$ см²/В·с. На данный момент какое-либо теоретическое описание обнаруженного резонанса отсутствует, однако мы предполагаем, что столь слабое затухание моды объясняется её плазмон-поляритонной природой.

На рисунке 5.2 показаны спектры микроволнового поглощения, полученные при различных значениях электронной плотности в ДЭС: $n_s = 1.9 \times 10^{11}$ см⁻², 1.2×10^{11} см⁻² и 0.5×10^{11} см⁻². Концентрация двумерных электронов в структуре менялась путём оптического обеднения. Для удобства спектры сдвинуты относительно друг друга по оси ординат. Как можно видеть, положение одномерного и экранированного (отмечены стрелками на рис. 5.2(a)) плазменных резонансов по частоте пропорционально квадратному корню от электронной плотности в ДЭС $\omega_p \propto \sqrt{n_s}$. Это поведение согласуется с теоретическим предсказанием (5.2). Частота нового низкочастотного резонанса растет с увеличением n_s по тому же корневому закону. Это подтверждается экспериментальными данными на рисунке 5.2(b), где показаны те же спектры, но в более узком частотном диапазоне 0–2 ГГц. На рисунке 5.2(c) построена зависимость частоты нового резонанса от квадратного корня электронной плотности. Корневой характер концентрационной зависимости говорит о том, что в основе явления лежит межэлектронное взаимодействие. Таким образом, обнаруженный резонанс отвечает возбуждению слабо затухающей плазменной волны в двумерной электронной системе.

На рисунке 5.3 построена зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости образца. Результаты измерений показаны для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11}$ см⁻². Магнитополевое поведение резонанса можно качественно описать формулой [66; 97]:

$$\omega_p(B)^2 = \frac{\omega_p(0)^2}{1 + \omega_c^2/\omega_T^2}, \quad (5.3)$$

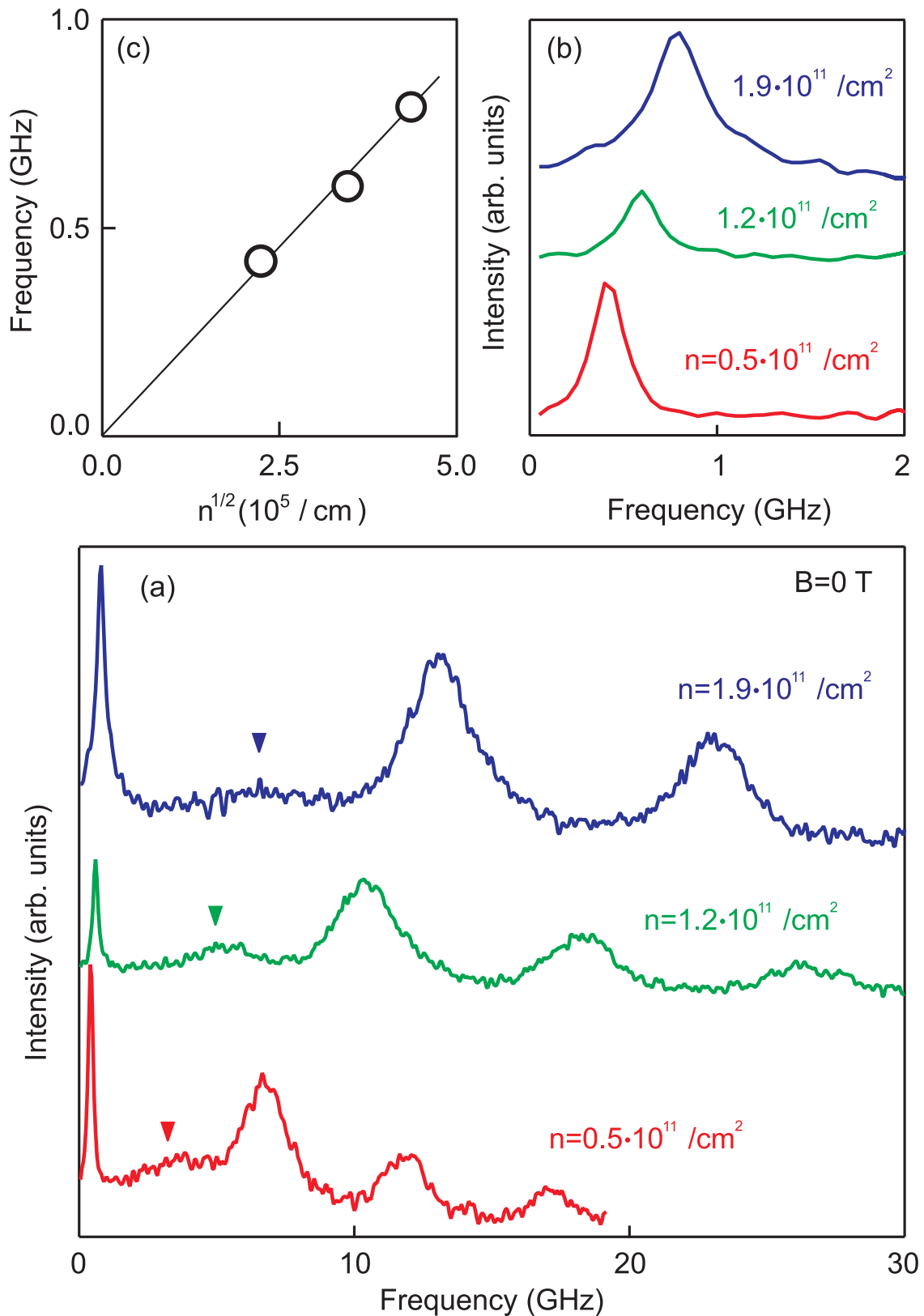


Рисунок 5.2: (а) Спектры поглощения структур с концентрациями электронов $0.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (б) Зависимости частоты наблюдаемого резонанса от квадратного корня электронной плотности двумерной электронной системы; (в) Спектры поглощения в области низких частот 0–2 ГГц. Из работы [96].

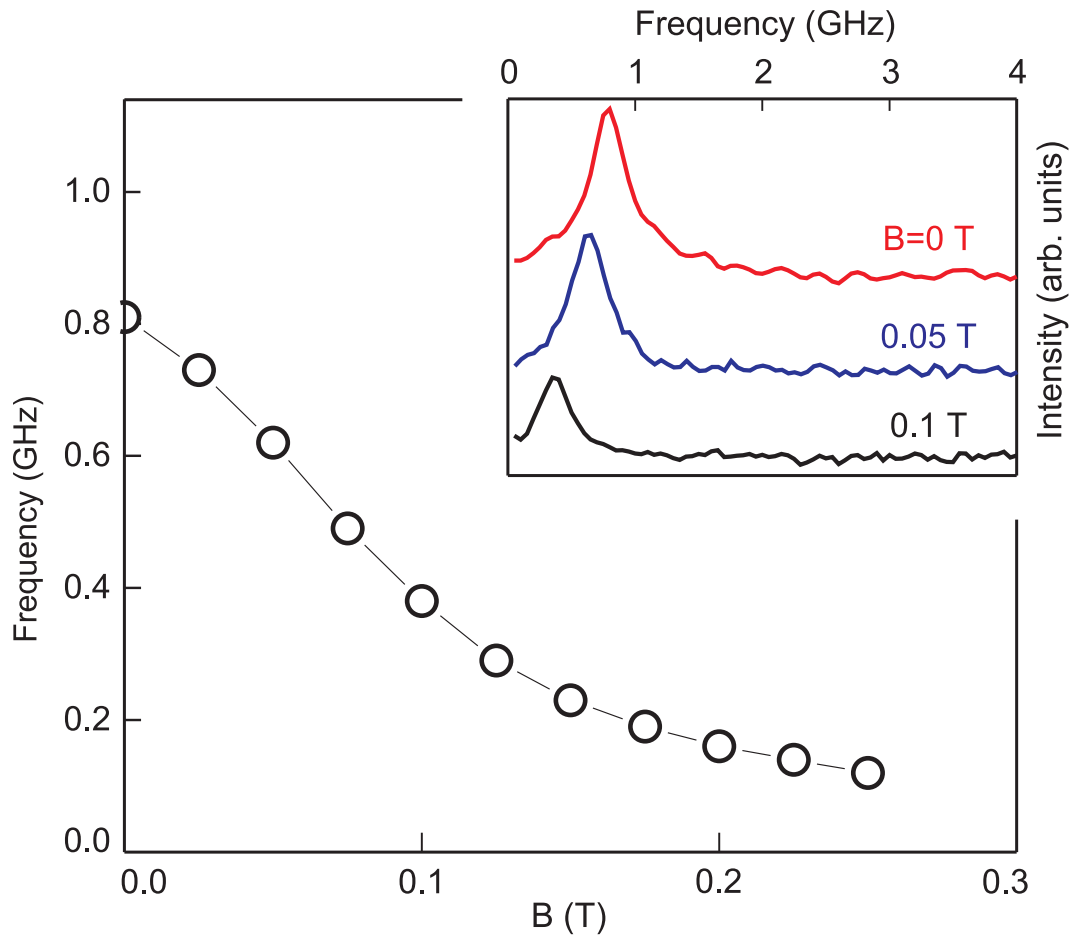


Рисунок 5.3: Зависимость частоты наблюдаемого резонанса от величины приложенного перпендикулярного магнитного поля для структуры с электронной плотностью $n_s = 1.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке приведены примеры спектров поглощения для значений магнитного поля 0, 0.05 и 0.1 Тл. Из работы [96].

где $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота, $\omega_p(0)$ — частота плазменной моды в нулевом магнитном поле и ω_T — некоторая подгоночная частота, которая для случая одномерного плазмона пропорциональна частоте поперечной плазменной моды в нулевом магнитном поле. На вставке к рисунку 5.3 показаны примеры спектров микроволнового поглощения, полученные при различных значениях магнитного поля. На этих спектрах хорошо заметно смещение исследуемого резонанса в область меньших частот при увеличении магнитного поля. Кроме того, важно отметить, что при увеличении магнитного поля происходит сужение и падение амплитуды резонанса. Аналогичное поведение наблюдается для краевых магнитоплазмонов [66]. Оно объясняется локализацией плазменной волны вблизи края ДЭС при увеличении магнитного поля. Сильная магнитополевая зависимость новой моды служит ещё одним подтверждением её плазмонной природы.

Таким образом, в настоящей разделе нами исследовались спектры микроволнового поглощения полосы двумерной электронной системы. Обнаружен новый высокодобротный резонанс, отвечающий возбуждению слабо затухающей плазменной волны в ДЭС. Плазменный характер обнаруженного возбуждения подтверждается корневой зависимостью частоты резонанса от концентрации двумерных электронов, а также сильной магнитополевой зависимостью. Необычным свойством новой моды является её наблюдение в области $\omega\tau \ll 1$, где все известные плазменные возбуждения затухают. Обнаруженная слабозатухающая плазменная волна потенциально может стать основой для субтерагерцовых плазмонных устройств, работающих при комнатной температуре.

5.3 Физическая природа релятивистских плазмонов в ДЭС с затвором

В данном разделе мы изучаем физическую природу релятивистских плазмонов. Мы обнаружили, что релятивистский плазмон не возбуждается, если затвор электрически не подключен к ДЭС через омический контакт. Это означает, что в процессе плазменных колебаний двумерная электронная подсистема не остается электрически нейтральной. Оказалось, что флуктуации заряда в двумерной системе компенсируются зарядами противоположного знака, попадающими на затвор через внешнюю цепь. Именно эта особенность выделяет «заряженный» релятивистский плазмон как принципиально новый тип плазменных возбуждений. Также нами показывается, что аномально слабое затухание релятивистских плазмонов вызвано сильным взаимодействием между 2D плазмой и фотонной модой внешней цепи. На основе полученных данных мы разработали теорию, которая оказалась в хорошем согласии с экспериментальными данными. Хотелось бы подчеркнуть, что во всех рассуждениях настоящего раздела мы используем систему единиц СИ.

Эксперименты проводились на гетероструктуре с одиночной квантовой ямой $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ шириной 30 нм, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Низкотемпературная двумерная электронная плотность, n_s и подвижность μ составляли $2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$,

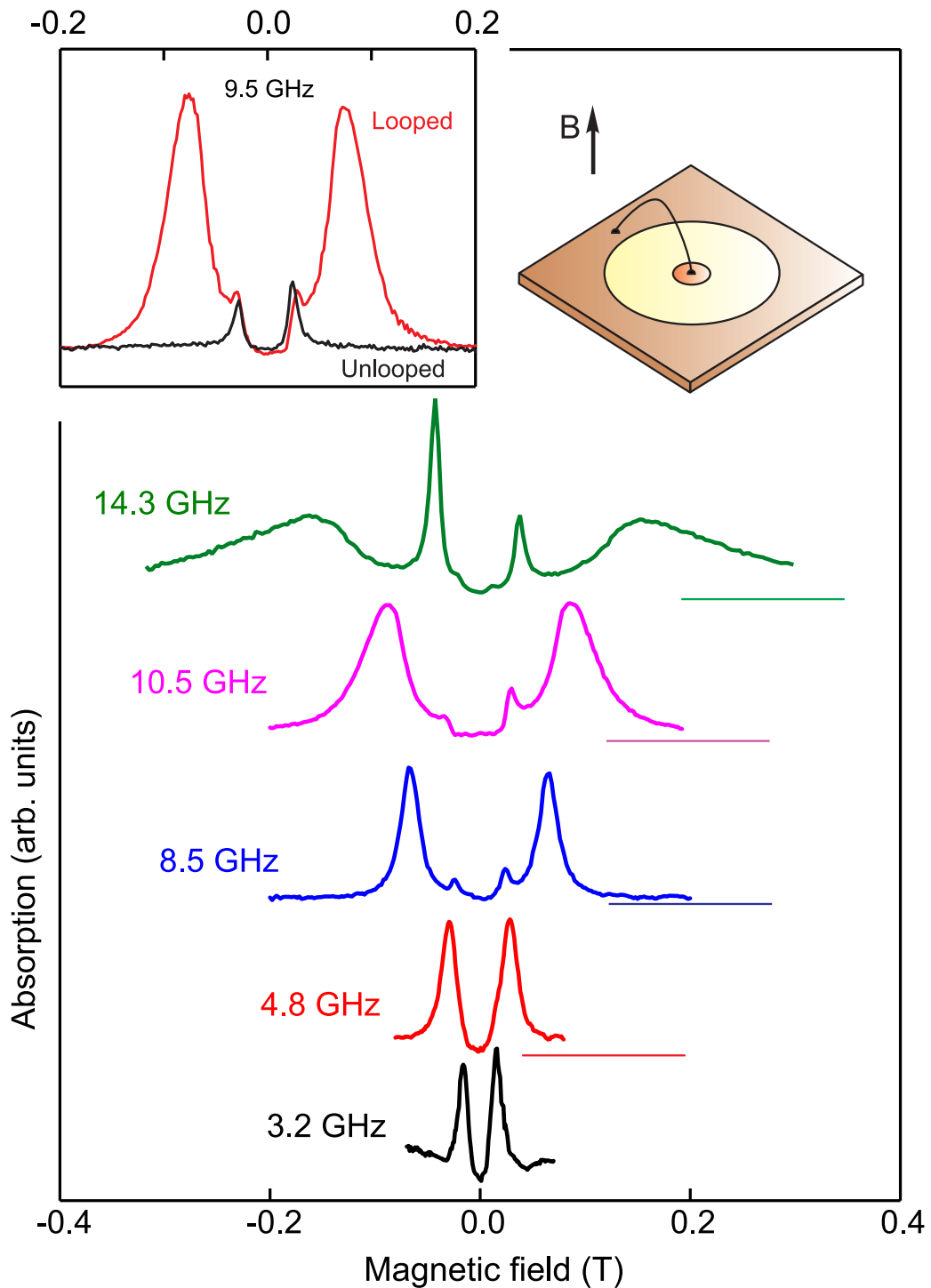


Рисунок 5.4: Магнитополевые зависимости микроволнового поглощения на частотах СВЧ $f = 3.2, 4.8, 8.5, 10.5$ и 14.8 ГГц, измеренные на образце с диаметром затвора $d = 100$ мкм, 2D электронной плотностью $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ и длиной провода $l = 2.3$ мм. Для наглядности, кривые нормализованы и смещены вдоль оси частот. Короткие горизонтальные линии указывают уровни сигнала без микроволнового облучения. Верхняя левая вставка показывает СВЧ поглощение для образца с проводником, соединяющим затвор и контакт (красная кривая), и без него (черная кривая). Справа вверху приведено схематическое изображение исследуемого образца. Из работы [98].

соответственно. Квантовая яма располагалась на расстоянии $h = 3700 \text{ \AA}$ от поверхности кристалла. Двумерная электронная система имела форму диска с диаметром $D = 0.5 \text{ мм}$ (схематический рисунок структуры приведен на вставке к рисунку 5.4). По периметру ДЭС был возведен омический Au/Ge контакт. Металлический затвор диаметром d был термически напылен в центре ДЭС. Диаметр затвора варьировался для разных образцов, изготовленных из одной и той же шайбы, с $d = 100, 50, 40$ и 20 мкм . Внешний контакт и внутренний затвор контактировали друг с другом через алюминиевую проволоку с диаметром 25 мкм и длиной l . СВЧ излучение направлялось в криостат с помощью коаксиального кабеля и передавалось на образец по согласованной линии передачи, заканчивающейся штыревой антенной. Для измерений использовалось микроволновое излучение с частотой в диапазоне $0.01 - 50 \text{ ГГц}$. Для регистрации микроволнового поглощения ДЭС использовалась оптическая методика. Образец помещался в гелиевый криостат в центре сверхпроводящего соленоида. Температура образца при измерениях составляла $T = 1.5 \text{ К}$.

На рисунке 5.4 показаны магнитополевые зависимости микроволнового поглощения на частотах СВЧ $f = 3.2, 4.8, 8.5, 10.5$ и 14.8 ГГц . Измерения проводились на образце с диаметром центрального затвора $d = 100 \text{ мкм}$ и длиной проводника, соединяющего затвор с контактом $l = 2.3 \text{ мм}$. Для наглядности, кривые нормализованы и смещены вдоль оси частот. Каждая из кривых содержит до трех резонансов в микроволновом поглощении. Резонанс с наибольшей амплитудой возникает в 3.2 ГГц . С увеличением частоты микроволнового возбуждения, этот пик быстро сдвигается в сторону больших магнитных полей. Наконец, этот магнитоплазменный резонанс уширяется и исчезает на частоте около 15 ГГц . Такое поведение характерно для плазмон-поляритонных мод, для которых плазмон испытывает гибридизацию с фотонной модой внешнего резонатора на частоте f_l [6; 52; 76; 79]. В дальнейшем мы покажем, что наблюдаемая плазменная мода соответствует возбуждению релятивистского плазмона [96; 99]. Наиболее важным наблюдением наших экспериментов явилось то, что резонанс полностью исчезает при удалении проводника между затвором и контактом (вставка к рис. 5.4). Это наблюдение указывает на то, что релятивистский плазмон имеет нетривиальное распределение тока. Двумерная плазма гибридизируется с электромагнитным полем проводника за счет переменного

тока плазменной волны, который течет по этому проводу. В случае сильной гибридизации электромагнитное поле плазменного возбуждения практически полностью локализовано во внешнем контуре, который выступает в качестве фотонного резонатора. Это приводит к феноменально слабому затуханию наблюдаемых релятивистских плазменных возбуждений.

Для обоснования наших предположений, мы собрали на рисунке 5.5 магнитодисперсии для всех плазменных мод, наблюдаемых на одной и той же структуре, но с разной длиной l проводника, соединяющего центральный затвор и периметрический контакт. Для каждой конфигурации образца мы одновременно наблюдали сразу три плазменные моды. Цветные сплошные кружки

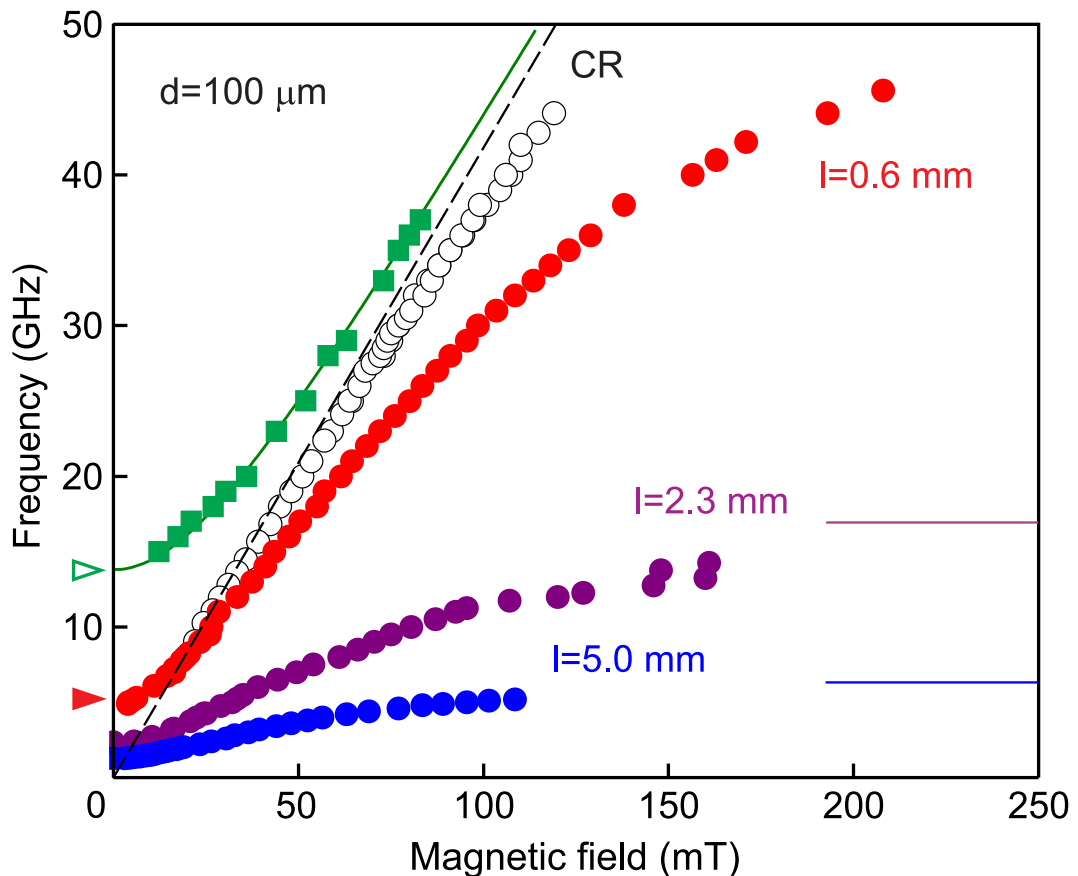


Рисунок 5.5: Магнитополевое поведение плазменных мод, обнаруженных в трех образцах с фиксированным диаметром центрального затвора $d = 100$ мкм и электронной плотностью $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$, но различной длиной проводника между контактом и затвором $l = 0.6, 2.3$ и 5.0 мм. Плазменные моды, изображенные сплошными красными, фиолетовыми и синими кружками, соответствуют релятивистской плазменной моде. Зеленые квадраты соответствуют $(1,0)$ «проксимити» плазмону, а пустые полые кружки — одночастичному циклотронному резонансу (CR). Горизонтальные линии указывают фотонные асимптоты f_l . Из работы [98].

соответствуют релятивистской плазменной моде. Полые кружки отвечают циклотронному резонансу (CR) $\omega_c = eB/m^*$. Физическая природа этого резонанса до сих пор не до конца ясна [100]. Третья плазменная мода (зеленые квадраты на рис. 5.5) соответствует возбуждению «проксимити» плазмона, локализованного около затвора [58–61]. Это подтверждается наблюдаемой магнитополевой зависимостью частоты $\omega^2 = \omega_{\text{pr}}^2 + \omega_c^2$ (зеленая кривая на рис. 5.5) и значением частоты плазмона в $B = 0$ Тл [67]:

$$\omega_{\text{pr}} = \Omega_{(m,n)} \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0} \frac{2}{d}}, \quad (5.4)$$

где, $\epsilon = \epsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$. Безразмерная частота $\Omega_{(m,n)}$ определяется азимутальным m и радиальным n индексами, соответствующих числу узлов плазменной волны по окружности и радиусу диска ДЭС. Учитывая, что для фундаментальной «проксимити» плазменной моды $m = 1$ и $n = 0$, то $\Omega_{(1,0)} = 2.4$ и для исследуемого образца получаем $f_{\text{pr}} = 14$ GHz (пустая стрелка на рис. 5.5). Данное значение хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Для количественного определения частоты релятивистской плазменной моды, можно рассмотреть плазменную волну в ДЭС исходя из эквивалентной LC плазмонной цепи [58; 62; 69]. В этом подходе L соответствует кинетической индуктивности ДЭС немагнитного происхождения, а C — электрической емкости между ДЭС и затвором (рис. 5.6). Если мы соединим проводником эту индуктивность L последовательно с емкостью C , то получится LC колебательный контур. Для упрощения дальнейшего анализа, мы будем предполагать, что импеданс проводника равен нулю и диссипацией в ДЭС можно пренебречь $\omega\tau \gg 1$.

Рассмотрим осесимметричный случай, когда токи и потенциалы радиально симметричны. Будем искать решения для плазменных колебаний в виде $\exp(-i\omega t)$. Для начала рассмотрим область под центральным затвором в форме диска: $r \leq d/2$, где r — радиус-вектор в плоскости ДЭС. Разобьем область ДЭС под затвором на кольца шириной dr . Для каждого такого кольца запишем уравнения Кирхгофа:

$$I'(r) = i\omega C(r)U(r), \quad U'(r) = i\omega L(r)I(r), \quad (5.5)$$

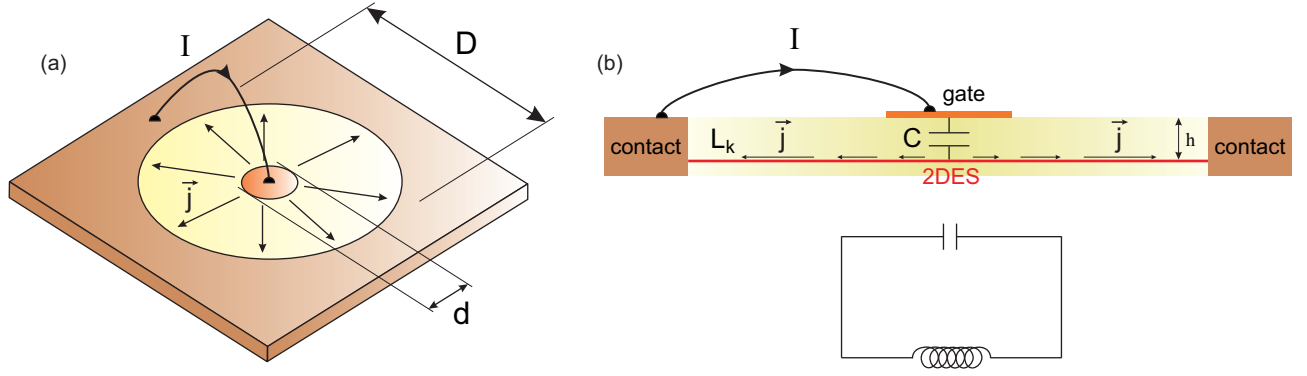


Рисунок 5.6: (а) Схематическое изображение LC модели, использовавшейся в наших теоретических расчётах. Направление плотности тока \vec{j} указано стрелками. (б) Поперечное сечение образца, иллюстрирующее плазменный резонатор LC . Здесь L и C — кинетическая индуктивность ДЭС и емкость между затвором двумерным слоем. h — это расстояние между центральными затвором в форме диска и ДЭС. Из работы [98].

где $I(r)$ и $U(r)$ — амплитуды тока и потенциала в ДЭС (мы предполагаем, что потенциал затвора равен нулю), штрих обозначает производную по r .

В отсутствие внешнего магнитного поля, локальная емкость $C(r)$ и индуктивность $L(r)$ задаются формулами:

$$C(r) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 2\pi r}{h}, \quad L(r) = \frac{m^*}{2\pi e^2 n_s r}, \quad (5.6)$$

где n_s — плотность двумерных электронов, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла между затвором и ДЭС. Для наших экспериментов $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$.

Далее давайте рассматриваем область ДЭС вне затвора ($d/2 \leq r \leq D/2$). В этом случае, следуя той же аналитической процедуре, легко показать, что:

$$I'(r) = 0, \quad U'(r) = i\omega L(r)I(r). \quad (5.7)$$

Чтобы найти дисперсионное уравнение для релятивистского плазмона, на рассматриваемую систему необходимо наложить граничные условия. Мы будем использовать стандартные граничные условия: (i) конечность потенциала $U(r)$ при $r = 0$, (ii) непрерывность $U(r)$ и $U'(r) \propto I(r)$ при $r = d/2$, и (iii) $U(D/2) = 0$, поскольку при $r = D/2$, $U(r)$ равно потенциалу затвора из-за того, что контакт соединен с затвором идеальным проводником. Используя эти

граничные условия для уравнений (5.5) и (5.7), можно найти дисперсионное уравнение для радиальных мод:

$$J_0(\Omega) - \Omega J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0, \quad (5.8)$$

где $J_{0,1}$ — функция Бесселя первого рода, $\Omega = \omega d / (2V_p)$ — безразмерная плазменная частота, где $V_p = \sqrt{n_s e^2 \hbar / (m^* \epsilon \epsilon_0)}$ — скорость экранированных плазмонов.

Дисперсионное уравнение (5.8) определяет частоты радиальных плазменных мод с различным числом узлов в плотности заряда вдоль радиуса r . Найдем теперь явное выражение для частоты фундаментальной релятивистской плазменной моды $\Omega_{(0,0)}$, которая не имеет узлов в плотности заряда. Чтобы найти явное выражение, мы предположим, что Ω имеет порядок единицы или меньше, и введем следующие стандартные разложения для функций Бесселя:

$$J_0(\Omega) \approx 1 - \frac{\Omega^2}{4} + \frac{\Omega^4}{64}, \quad J_1(\Omega) \approx \frac{\Omega}{2} - \frac{\Omega^3}{16}. \quad (5.9)$$

Подставляя эти разложения в уравнение (5.8), получаем следующее выражение для частоты фундаментальной моды релятивистского плазмона:

$$\omega_{\text{rel}} = \Omega_{(0,0)} \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0} \frac{2}{d}} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln(D/d)}} \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0} \frac{2}{d}}. \quad (5.10)$$

Частоты $\Omega_{(0,0)}$, найденные из уравнений (5.8) и (5.10), находятся в хорошем согласии друг с другом при условии, что $D/d \geq 2$ (различие составляет 5% для $D/d = 2$, и меньше для больших значений D/d).

Сравним разработанную теорию с экспериментом. Согласно магнитодисперсионной зависимости для образца с $l = 0.6$ мм (рис. 5.5) при $B = 0$ Тл релятивистская плазменная частота равняется $f_{\text{rel}} = 5$ ГГц, что достаточно хорошо согласуется с расчётным значением 6 ГГц (сплошная стрелка на рис. 5.5), согласно уравнению (5.10). Следует отметить, что мы проводим сравнение теории с экспериментом для образца с наименьшей практически достижимой длиной проволочной петли $l = 0.6$ мм. Таким образом мы максимально нивелируем эффекты запаздывания, которые не учитываются в теоретической модели. Для

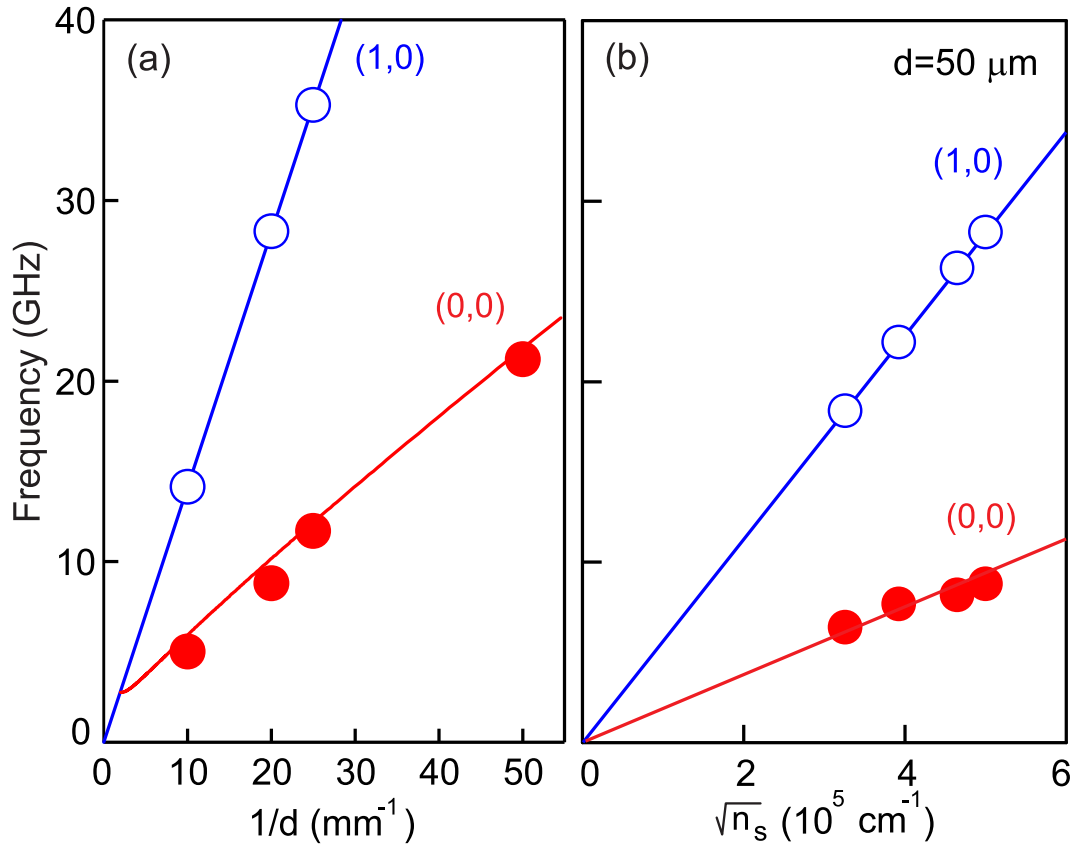


Рисунок 5.7: (а) Зависимость частоты плазменных мод от обратной величины диаметра затвора, $1/d$, для образца с плотностью двумерных электронов $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, диаметром ДЭС $D = 0.5 \text{ мм}$ и длиной проводника $l = 0.6 \text{ мм}$. (б) Зависимость частоты плазмона от квадратного корня из плотности электронов для того же образца с диаметром затвора $d = 50 \text{ мкм}$ и диаметром ДЭС $D = 0.5 \text{ мм}$. Красная и синяя кривые показывают теоретическое предсказание для релятивистского (0,0) и «проксимити» (1,0) плазмонов, соответственно. Из работы [98].

того чтобы провести более тщательное сравнение теории с экспериментом, мы провели дополнительную серию измерений на образцах, изготовленных из той же пластины, с фиксированным диаметром ДЭС $D = 0.5 \text{ мм}$ и различными диаметрами затвора $d = 50, 40, 20, \text{ и } 10 \text{ мкм}$. На рисунке 5.7(а) показаны частоты релятивистских (0,0) и «проксимити» (1,0) плазмонов в зависимости от обратной величины диаметра затвора $1/d$. Теоретические предсказания согласно формуле (5.10) (красная кривая) и формуле (5.4) (синяя кривая) хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следует заметить, что наблюдаемые частоты для (0,0) плазменной моды находятся систематически ниже теоретических значений. Предположительно это вызвано паразитной индуктивностью проводника.

Важнейшим физическим свойством двумерных электронных систем является их перестраиваемость. В наших экспериментах двумерная электронная плотность в структурах контролируемо изменялась с помощью фотообеднения [55]. Рисунок 5.7 демонстрирует, что при изменении электронной плотности с $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $1.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, плазменная частота как «проксимити» (1,0), так и релятивистской (0,0) плазменных мод демонстрирует соответствующее уменьшение. Данный эксперимент проводился на структуре с размерами $d = 50 \text{ мкм}$ и $D = 0.5 \text{ мм}$ и наименьшей экспериментально достижимой длиной проводника $l = 0.6 \text{ мм}$. Прямые линии на рисунке 5.7(b) показывают теоретическую корневую $\sqrt{n_s}$ зависимость согласно уравнениям (5.4) – (5.10).

Одним из наиболее интересных свойств релятивистских плазменных возбуждений является их аномально малое затухание. В следующем разделе будет показано, что в AlGaAs/GaAs наноструктурах релятивистские плазмоны резонансно возбуждаются вплоть до комнатной температуры [99]. Данные на рисунке 5.5 дают основание предположить, что аномально слабое затухание связано с сильной гибридизацией плазменной волны с фотонной модой внешней

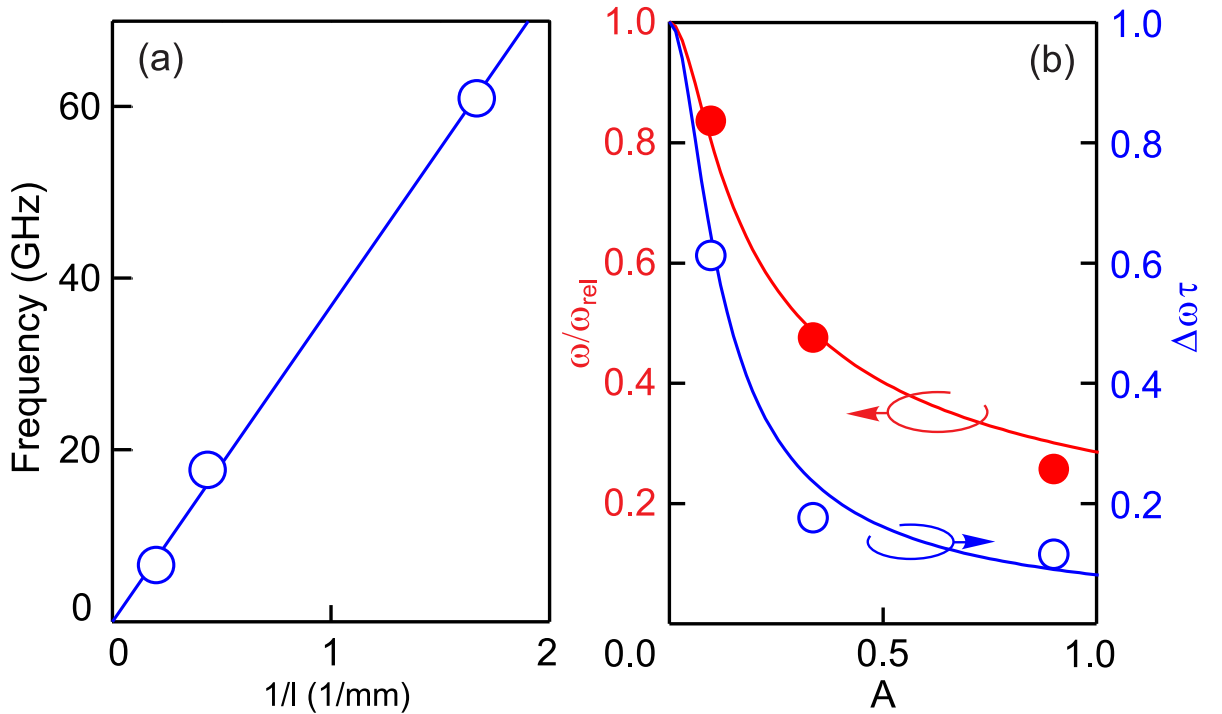


Рисунок 5.8: (а) Фотонная частота f_l как функция обратной длины проводника (проволочной петли). (b) Нормализованная частота релятивистского плазмона ω/ω_{rel} (красные кружки) и его полуширина $\Delta\omega\tau$ (пустые синие кружки) как функция параметра запаздывания $A = \omega_{rel}/2\pi f_l$. Красной и синей кривыми показаны теоретические оценки, основанные на уравнениях (5.11). Из работы [98].

цепи, выступающей резонатором. Действительно, для образца с длиной проводника $l = 5$ мм магнитодисперсия релятивистского плазмона (синие кружки на рис. 5.5) сечет линию циклотронного резонанса (CR), после чего асимптотически выходит на частоту фотонного резонатора $f_l = 6.6$ ГГц. Такое поведение типично для плазмон-поляритонных возбуждений [6; 52; 76]. Как показано на рисунке 5.8(a), частота фотонной моды, измеренная для образцов с $l = 0.6, 2.3$ и 5 мм, линейно зависит от $1/l$. Это подтверждает то, что проводник (проволочная петля) выступает четверть-волновым резонатором, связанным с двумерной плазмой. Также стоит отметить, что найденные экспериментальные значения f_l хорошо согласуются с резонансной частотой прямого провода, натянутого непосредственно над кристаллом GaAs, $f_l = c/\sqrt{4l\varepsilon^*}$, где $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2 = 6.9$.

Гибридизация 2D плазменной и световой мод приводит к значительному уменьшению резонансной частоты плазмона наряду с подавлением его затухания [6; 52; 76]. Аналогичные эффекты наблюдаются и для релятивистских плазменных волн. Действительно, рисунок 5.8(b) показывает, как нормализованная частота релятивистского плазмона $\omega/\omega_{\text{rel}}$ (сплошные красные кружки) и его полуширина $\Delta\omega\tau$ (пустые синие кружки) зависят от параметра запаздывания A . Безразмерный параметр запаздывания A определялся как отношение ω_{rel} к частоте света $2\pi f_l$. Полученные зависимости качественно аналогичны полученным для обычных 2D плазмон-поляритонных мод, возбуждаемых в диске [6; 76]. Однако величина наблюдаемого эффекта намного превышает ожидаемую, исходя из рассмотрения обычных двумерных плазмонов. Согласно теории для эффектов запаздывания 2D плазмонов [6; 52]

$$\omega^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad \Delta\omega \approx \frac{1}{\tau} \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (5.11)$$

Однако наши эксперименты показывают, что плазмон-фотонное взаимодействие для релятивистских плазмонов намного сильнее, чем у обычных 2D плазмонов. По этой причине данные измерений и теоретические кривые согласно уравнениям (5.11) показывают согласие только тогда, когда параметр запаздывания $A_{\text{rel}} = 12A$. Природа такого аномально сильного взаимодействия со светом до сих пор не вполне ясна и требует дальнейшего разбирательства.

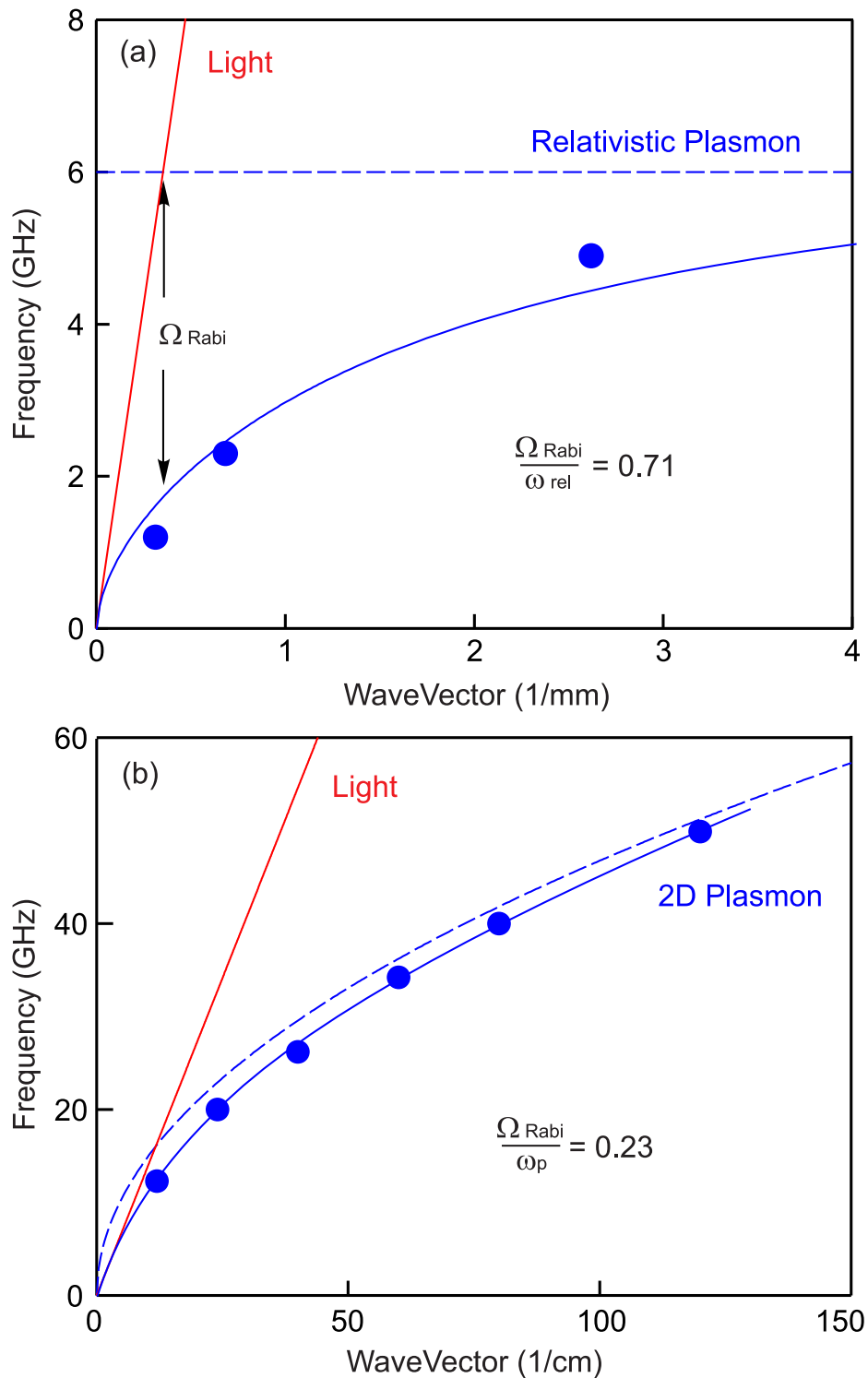


Рисунок 5.9: (а) Дисперсия релятивистского плазмон-поляритонного возбуждения для образца с $D = 0.5$ мм и $d = 100$ мкм. (б) Дисперсия обычного 2D плазмон-поляритона, измеренная на наборе ДЭС в форме одиночного диска различного диаметра, изготовленных из той же пластины. Сплошные красные и пунктирные синие линии обозначают дисперсию света и дисперсию плазмонов, рассчитанные в квазистатическом приближении. Сплошные синие кривые отображают дисперсию в соответствии с уравнением (5.11). Из работы [98].

Обычно взаимодействие материи со светом принято количественно определять частотой Раби Ω_{Rabi} . На рисунке 5.9(a) показана зависимость частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл от волнового вектора фотона, запятого в проволочном резонаторе, $q = \pi/2l$. Для построения этой зависимости были использованы экспериментальные данные для образца с $D = 0.5$ мм и $d = 100$ мкм с рис. 5.5. Дисперсия света и релятивистского плазмона показаны сплошной красной и пунктирной синей линиями. Сплошная синяя линия обозначает дисперсию, основанную на уравнении (5.11), с $A_{\text{rel}} = 12$. Экспериментальные данные свидетельствуют о сверхсильной (ultrastrong) связи между релятивистским плазмоном и электромагнитной световой модой $\Omega_{\text{Rabi}}/\omega_{\text{rel}} = 0.71$. Для сравнения мы также измерили дисперсию 2D плазмон-поляритонов в наборе одиночных дисковых ДЭС без затворов и контактов. Образцы были изготовлены из одной и той же полупроводниковой шайбы с $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см⁻². На каждом из образцов был одиночный диск с диаметром $a = 2, 1, 0.6, 0.4, 0.3$ и 0.2 мм. На рисунке 5.9(b) приведены зависимости резонансной плазменной частоты от волнового вектора $q = 2.4/a$ [6]. Происходит гибридизация 2D плазменной и световой мод. Однако найденная частота Раби $\Omega_{\text{Rabi}}/\omega_p = 0.23$ намного меньше, чем для релятивистского плазмона.

В заключение, мы экспериментально исследовали физическую природу релятивистских плазмонов. Мы обнаружили, что релятивистский плазмон не возбуждается, если затвор электрически не подключен к ДЭС. Это означает, что в процессе плазменных колебаний двумерная электронная подсистема теряет электрическую нейтральность. Это физическое свойство кардинально отличает «заряженные» релятивистские плазмоны от всех других типов квазинейтральных плазменных возбуждений. Также было показано, что аномально слабое затухание релятивистских плазмонов объясняется сильной гибридизацией двумерной плазмы со светом. Это свойство особенно перспективно для разработки устройств детектирования и генерации микроволнового и терагерцового излучения. На основе полученных данных мы разработали теорию, которая оказалась в хорошем согласии с экспериментальными данными.

5.4 Изучение условий возбуждения релятивистских плазмонов

Главным отличием релятивистских плазмонов от ранее изучавшихся плазменных мод является их аномально слабое затухание. Для возбуждения обычных плазмонов в ДЭС необходимо выполнение условия $\omega_p \tau > 1$, где ω_p — плазменная частота, а τ — время электронной релаксации. Если это условие не выполняется, то электродинамика двумерной плазмы приобретает чисто релаксационный характер. Релятивистские плазменные возбуждения могут наблюдаться даже при $\omega_p \tau \ll 1$. Важнейшее условие для наблюдения релятивистских плазмонов налагается на двумерную проводимость σ_{2D} [7]:

$$\frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \gg 1. \quad (5.12)$$

Здесь c — скорость света. В настоящем разделе приводятся экспериментальные данные для проверки этого условия. Эксперименты проводились на серии структур параметры которых собраны в Таблице 5.1.

Схематическое изображение образца приведено на рис. 5.10. Образец представляет собой кристалл GaAs с размером около $3 \times 1 \times 0.65$ мм. На поверхности образца была сформирована меза в форме полоски с длиной $L = 700$ мкм и шириной $w = 50$ мкм. На обоих концах полоски были расположены омические контакты. Во время эксперимента они оба были заземлены. Поперёк мезы на расстоянии $d = 30$ мкм от контактов были напылены проводящие затворы с шириной $t = 40$ мкм и длиной каждого — 400 мкм. Оба затвора соединялись с близлежащим контактом проводником с длиной $l = 5$ мм. Эксперименты проводились по трансмиссионной методике, когда измерялось прохождение СВЧ сигнала между двумя металлическими затворами от e (excitation) к d (detection). Расстояние между затворами во всех экспериментах, проведённых по данной методике, составляло 500 мкм. Модулированное на частоте 1 кГц микроволновое излучение подводилось к одному из затворов e , а со второго затвора d синхронно снимался выходной сигнал. В том случае, когда частота микроволнового излучения совпадала с частотой плазменного резонанса, про-

Таблица 5.1: Параметры используемых AlGaAs/GaAs гетероструктур

№	$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$\mu, 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$2\pi\sigma_{2D}/c$	$h, \text{ нм}$	$W, \text{ нм}$
1	2.4	6	43	400	20
2	44	0.125	16.4	200–440	5×200
3	4.3	0.44	5.7	210	20
4	1.8	0.74	4.0	50	20
5	1.8	0.63	3.4	150	20
6	1.7	1.3	6.5	190	20
7	1.8	0.76	4.1	255	20
8	1.7	0.61	3.1	407	20
9	1.4	1.9	8	190	20
10	9.1	0.18	5	200	20
11	1.8	1.6	8.8	190	20
12	1.8	1.3	7.2	190	20
13	1.9	8	45	200	20

хождение сигнала между затворами резонансно усиливается за счёт передачи энергии плазмонами через ДЭС.

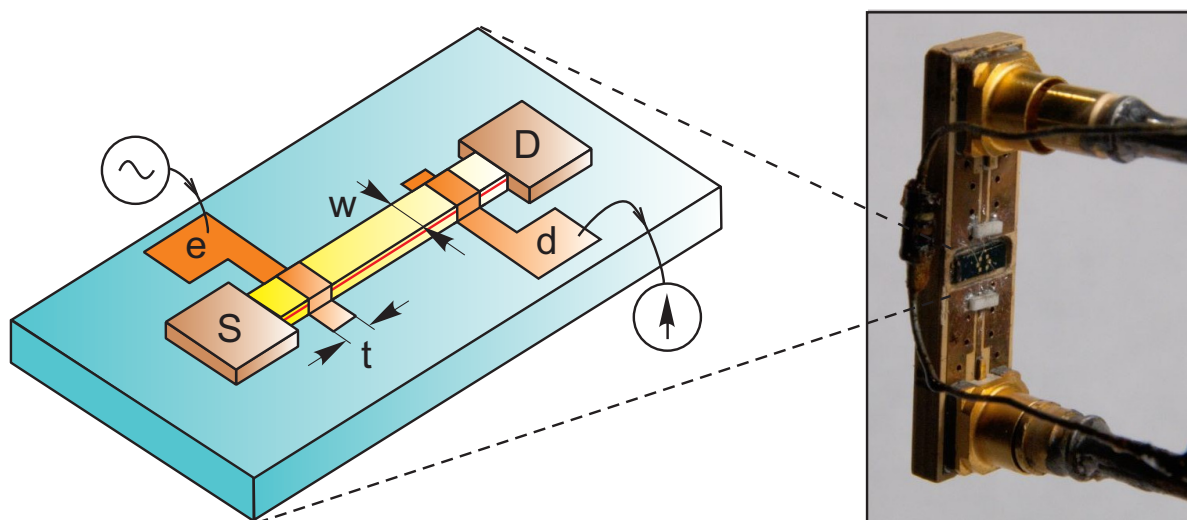


Рисунок 5.10: Схематическое изображение исследуемой структуры с указанием СВЧ портов. Справа показана фотография копланарной линии с исследуемым образцом. Из работы [99].

Основная цель настоящих исследований состоит в том, чтобы изучить влияние безразмерного релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ на частоту и затухание релятивистского плазменного возбуждения. Для этого во вставку, где находился образец изменялась температура, при повышении которой проводимость ДЭС равномерно падает. При этом было проверено, что изменение температуры достаточно слабо влияет на концентрацию электронов n_s . Для достоверного измерения проводимости ДЭС, вместе с исследуемым образцом в криостат погружался второй, изготовленный из той же самой полупроводниковой шайбы. Вторым образцом представлял собой мостик Холла для измерения сопротивления ДЭС по четырёхточечной схеме. Таким образом измерялась зависимость проводимости ДЭС от температуры. Температурные зависимости проводимости измеренные для трех структур показаны на рисунке 5.11. Также, по величине Холловского сопротивления можно было определить концентрацию электронов n_s в ДЭС. Эти измерения показали, что изменение температуры вплоть до $T = 270$ К практически не влияет на n_s .

На рисунке 5.12 приведены примеры магнитопольных зависимостей прохождения СВЧ сигнала между двумя затворами представляющими собой плазменные резонаторы. Эксперименты проводились на структуре №1 из таблицы 5.1 на частоте $f = 0.7$ ГГц в диапазоне температур (4.2 – 200 К). На кривых прохождения хорошо различимы симметричные по магнитному полю резонансы, отвечающие возбуждению в исследуемой системе релятивистских плазменных колебаний. Рисунок 5.12 также демонстрирует сильную зависимость амплитуды резонансов и их положения от величины релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. На вставке к рисунку 5.12 показана детализированная зависимость амплитуды плазменного резонанса от $2\pi\sigma_{2D}/c$. Все экспериментальные точки были измерены на фиксированной частоте $f = 0.7$ ГГц в диапазоне температур от $T = 4.2$ К до $T = 200$ К. Амплитуда резонанса возрастает при увеличении температуры и достигает своего максимума в области значений $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 1$. При дальнейшем увеличении температуры амплитуда резонанса резко падает, и при $2\pi\sigma_{2D}/c \approx 0.3$ он перестаёт разрешаться.

Для измерения магнитодисперсии релятивистского плазмона температура стабилизировалась на одном уровне, и кривые пропускания измерялись при различных значениях частоты СВЧ сигнала. На рисунке 5.12 представлены

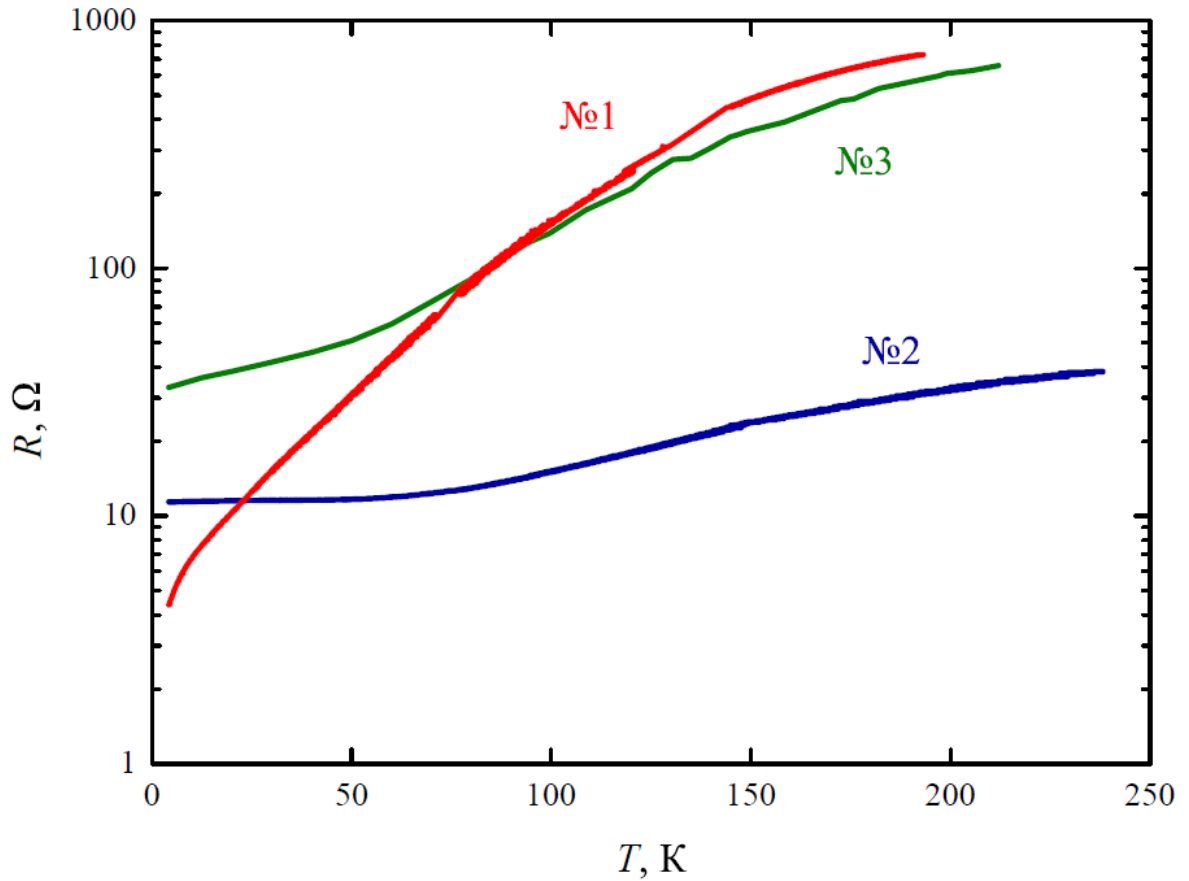


Рисунок 5.11: Зависимость сопротивления ДЭС на квадрат R от температуры T . Кривые соответствуют гетероструктурам №1, №2 и №3 из таблицы 5.1. Для удобства сопротивление приведено в логарифмическом масштабе.

магнитополевые зависимости частоты релятивистского плазмона, измеренные при различных значениях температуры. Для анализа полученных магнитодисперсионных зависимостей нами применялась следующая формула:

$$f^2 = \frac{f_p^2}{1 + \frac{\omega_c^2}{f_B^2}}, \quad (5.13)$$

где f_p — частота плазмона в $B = 0$ Тл, а f_B — характерная частота, определяющая наклон магнитодисперсионной зависимости. При увеличении температуры от $T = 4.2$ до 90 К ($2\pi\sigma_{2D} \approx 2$) параметр f_B значительно увеличивается, при этом частота f_0 остается практически неизменной. Наблюдаемое поведение противоречит установленному для обычных 2D плазмонов факту, что магнитодисперсия плазменных возбуждений не зависит от температуры. В диапазоне $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$ частота f_p , так же, как и амплитуда резонансов, быстро умень-

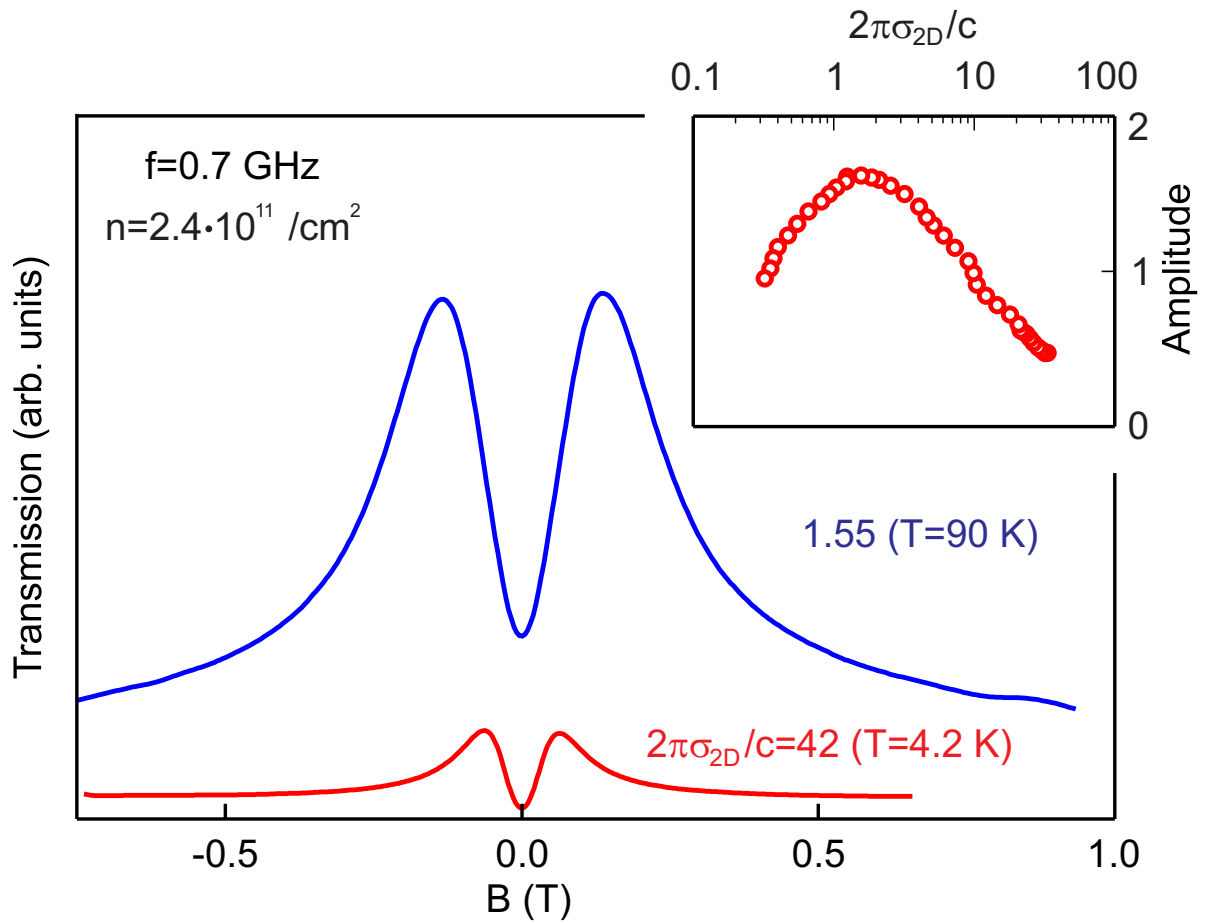


Рисунок 5.12: Магнитополевые зависимости пропускания СВЧ-излучения на частоте 0.7 ГГц при различных температурах и значениях параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$ для образца, изготовленного из структуры №1. На вставке приведена зависимость амплитуды плазменного резонанса от величины релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. Для удобства по оси абсцисс выбран логарифмический масштаб. Из работы [99].

шается при понижении проводимости. На вставке к рисунку 5.13 представлена зависимость частоты плазмона f_p от величины релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. Эти результаты доказывают, что открытая релятивистская плазменная мода имеет существенно электродинамическую природу, напрямую связанную с релятивистскими эффектами, такими как конечность скорости света.

Найденное условие для возбуждения релятивистских плазмонов $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ является очень мягким и может быть выполнено для AlGaAs/GaAs гетероструктур вплоть до комнатной температуры. Для иллюстрации этого, мы провели эксперимент на AlGaAs/GaAs структуре №2 с электронной плотностью $n_s = 44 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На рисунке 5.14 приведены примеры зависимостей СВЧ пропускания между затворами на частоте $f = 1.3 \text{ ГГц}$ от величины магнитного

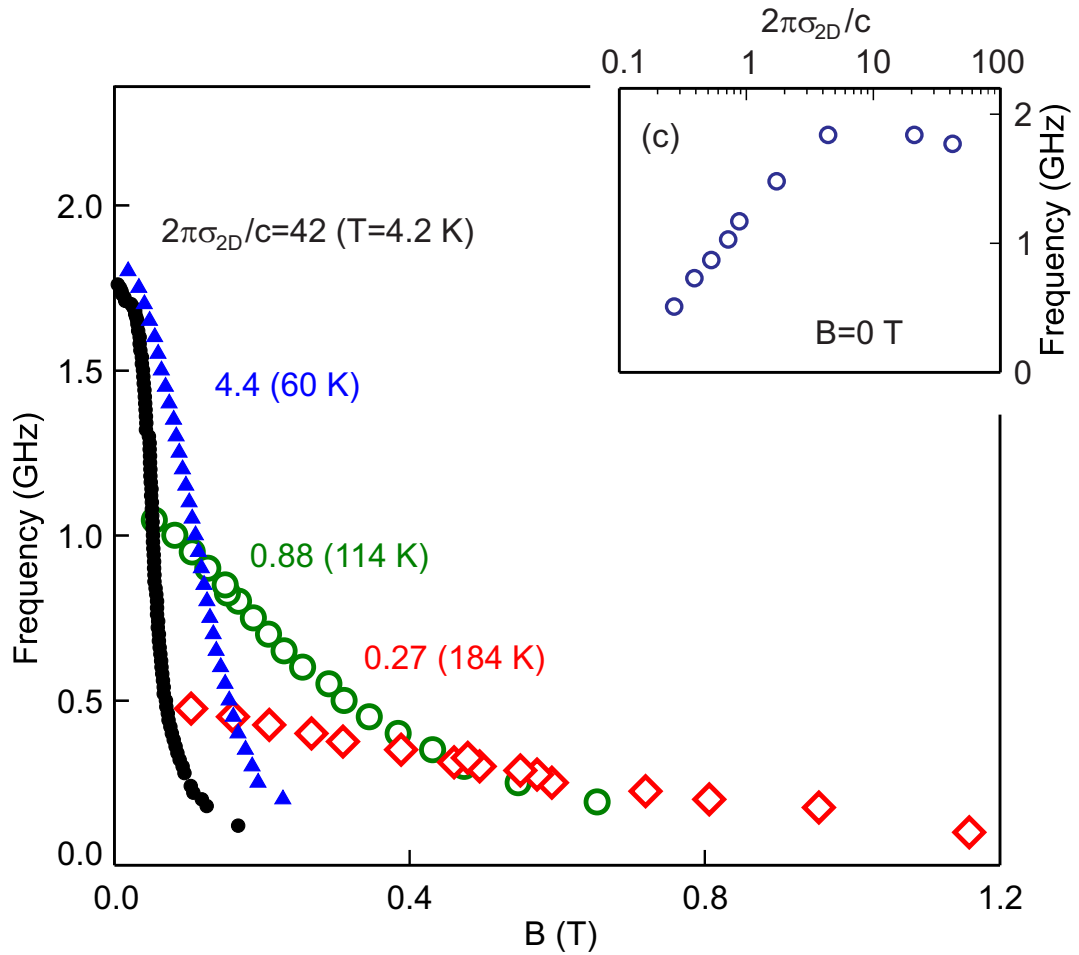


Рисунок 5.13: Магнитодисперсионные зависимости для релятивистского плазмона при различных значениях параметра запаздывания $2\pi\sigma_{2D}/c$. Исследовался образец, изготовленный из структуры №1 согласно таблице 5.1. На вставке приведена зависимость частоты плазмона от релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. Из работы [99].

поля. Измерения были проведены в диапазоне температур $T = (4.2 - 300)$ К. Важнейшим наблюдением является то, что даже при комнатной температуре $T = 300$ К на кривой пропускания по-прежнему видны сильно уширенные резонансные пики, соответствующие возбуждению релятивистского плазмона. Это связано с тем, что у исследуемой структуры при комнатной температуре $2\pi\sigma_{2D} = 2.6$. При этом важно заметить, что плазмонный параметр релаксации $\omega_p\tau = 0.017$. Это означает, что обычные плазменные волны сильно подавлены и не могут резонансно возбуждаться.

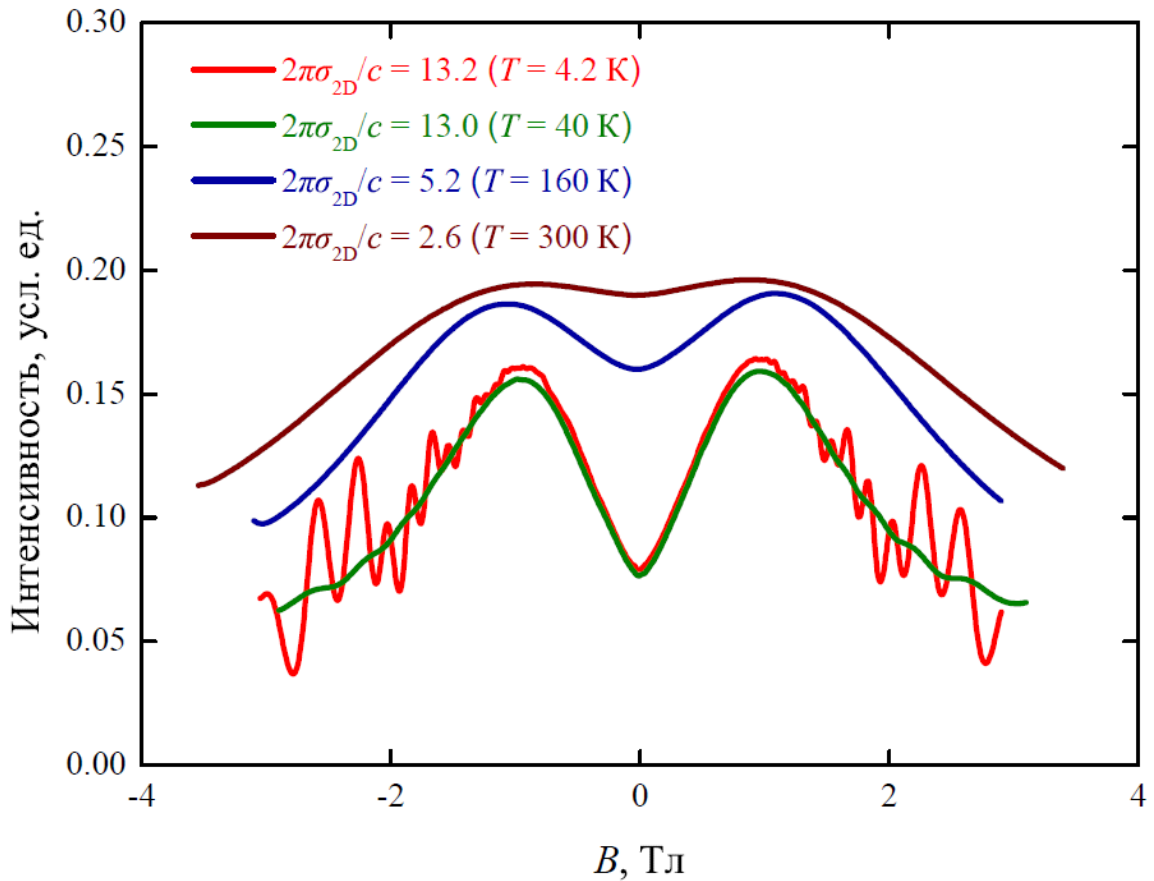


Рисунок 5.14: Пропускание СВЧ сигнала от величины магнитного поля, измеренная при различных значениях температуры T и релятивистского параметра $2\pi\sigma_{2D}/c$. Измерения были проведены на образце, изготовленном из структуры №2. Из работы [99].

Глава 6

Исследование двумерных плазменных возбуждений в системе с сильно анизотропным электронным спектром

6.1 Введение

За последние десятилетия, благодаря существенному прогрессу в технологии эпитаксиального роста, стало возможным появление нового класса высококачественных двумерных структур на основе AlAs квантовых ям [101]. Отличительными особенностями таких структур являются многодолинность и естественная анизотропия эффективных масс двумерных электронов. Эти физические свойства делают данный материал перспективным объектом для изучения различных плазменных явлений.

Объёмный AlAs является непрямозонным полупроводником, имеющим три энергетических минимума в X точках зоны Бриллюэна. Поверхность Ферми AlAs представляет собой три эллипсоида, расположенных вдоль основных кристаллографических направлений. В широких AlAs квантовых ямах с шири-

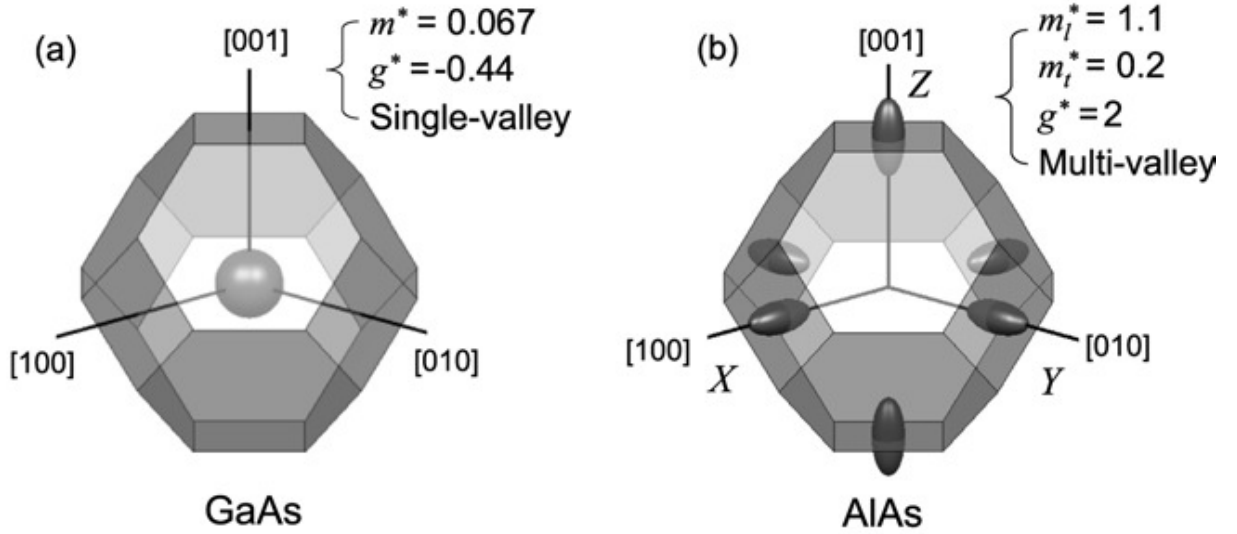


Рисунок 6.1: Иллюстрация поверхностей постоянных энергий и первой зоны Бриллюэна для (a) объёмного GaAs и (b) объёмного AlAs. Из работы [101].

ной более 6 нм, выращенных на GaAs (001) подложках, электроны заполняют только X [100] и Y [010] долины в плоскости гетероперехода. Это обусловлено двусосным сжатием слоя AlAs, возникающим вследствие различия постоянных решеток в материалах, образующих гетеропереход, а именно AlAs и AlGaAs. Величины эффективных масс в X и Y долинах, соответствующие основным полуосям эллипса, составляют $m_l = (1.1 \pm 0.1) m_0$ и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.02) m_0$ [102]. Оба этих значения сильно превосходит эффективную массу в арсениде галлия $m^* = 0.067 m_0$. Ещё одним важным свойством является то, что эффективный g -фактор в AlAs по величине близок к g -фактору свободного электрона [102].

Симметрия кристалла AlAs предполагает, что долины X_x , X_y и X_z вырождены по энергии. При создании квантового конфайнмента вдоль направления роста [001], симметрия системы понижается и вырождение долин снимается. Это происходит по двум причинам. Во-первых, вследствие квантового конфайнмента происходит снятие вырождения:

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2W^2} \left(\frac{1}{m_{tr}} - \frac{1}{m_l} \right). \quad (6.1)$$

При этом нижайшим по энергии становится долина с наибольшим значением эффективной массы вдоль направления роста. Во-вторых, постоянная решетки в AlAs — 5.6611 Å немного превосходит постоянную решетки GaAs 5.6533 Å,

который используется в качестве подложки для роста гетероструктуры. Вследствие этого квантовая яма AlAs испытывает сильное двухосное сжатие в своей плоскости (001). Это приводит к тому, что энергия внутриплоскостных X_x - X_y долин понижается. Конкуренция между обозначенными двумя факторами приводит к тому, что для гетероструктур AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы $W > 6.0$ нм электроны заполняют только анизотропные внутриплоскостные X_x и X_y , тогда как при $W < 6.0$ нм заполняется только внеплоскостная X_z долина, которая изотропна в плоскости квантовой ямы.

Важно также отметить, что благодаря большим эффективным массам электронов, ДЭС на основе квантовых ям AlAs является уникальным объектом для изучения эффектов электрон-электронного взаимодействия при больших параметрах r_s , который определяется отношением характерной Кулоновской энергии к кинетической. Для $m_l = 1.1m_0$, $m_{tr} = 0.2m_0$ и типичной плотности

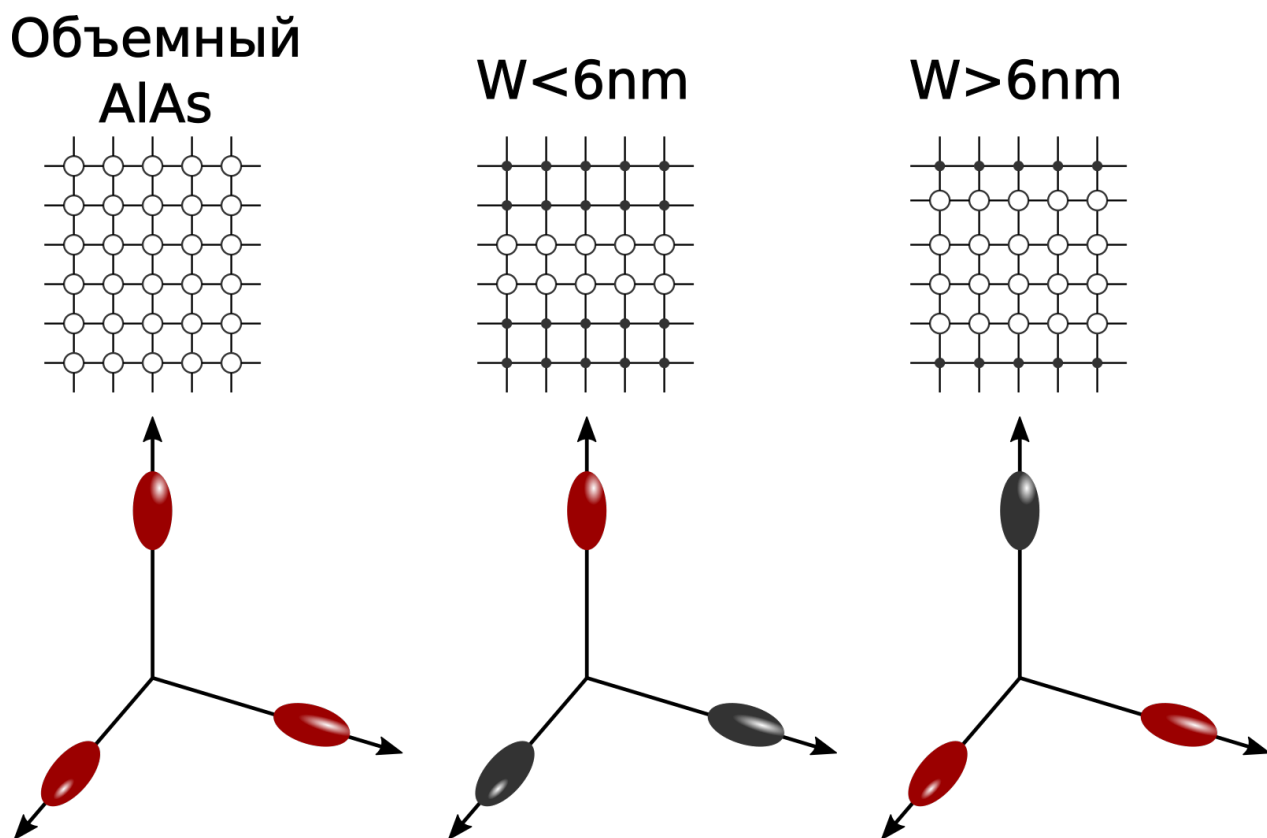


Рисунок 6.2: Схематическое изображение поверхностей постоянных энергий в случаях (а) объёмного AlAs; квантовых ям с шириной (b) $W < 6.0$ нм и (c) $W > 6.0$ нм.

двумерных электронов $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ получается $r_s \approx 6$:

$$r_s = \frac{r}{a_B} \approx \frac{e^2 \sqrt{m_1 m_{tr}}}{\pi^{1/2} n_s^{1/2} \hbar^2} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{E_C}{\epsilon_F} \approx 6.$$

В течение длительного периода времени барьерные слои для гетероструктур, выращенных на подложке GaAs вдоль (001), формировались посредством эпитаксиального твёрдого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Зависимость ширины запрещённой зоны для алюминия-галлий-арсенида от молярной доли алюминия x показана на рисунке 6.3 [103]. При $x < 45\%$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ представляет собой прямозонный полупроводник с минимумом зоны проводимости в Γ -точке. При $x > 45\%$, наоборот, это непрямоzonный полупроводник с минимумом в X -точке. В типичных используемых AlAs/AlGaAs гетероструктурах концентрация в барьерных слоях лежит в диапазоне 40 – 46% [104–106]. Этот выбор основан на том, что при данной концентрации x минимумы в Γ и X -зон, как известно, пересекаются, что обеспечивает максимальный сдвиг зоны проводимости для заселения квантовой ямы AlAs. Посредством δ -легирования кремнием Si барьерных слоёв достигается заселённость в квантовых ямах AlAs/AlGaAs.

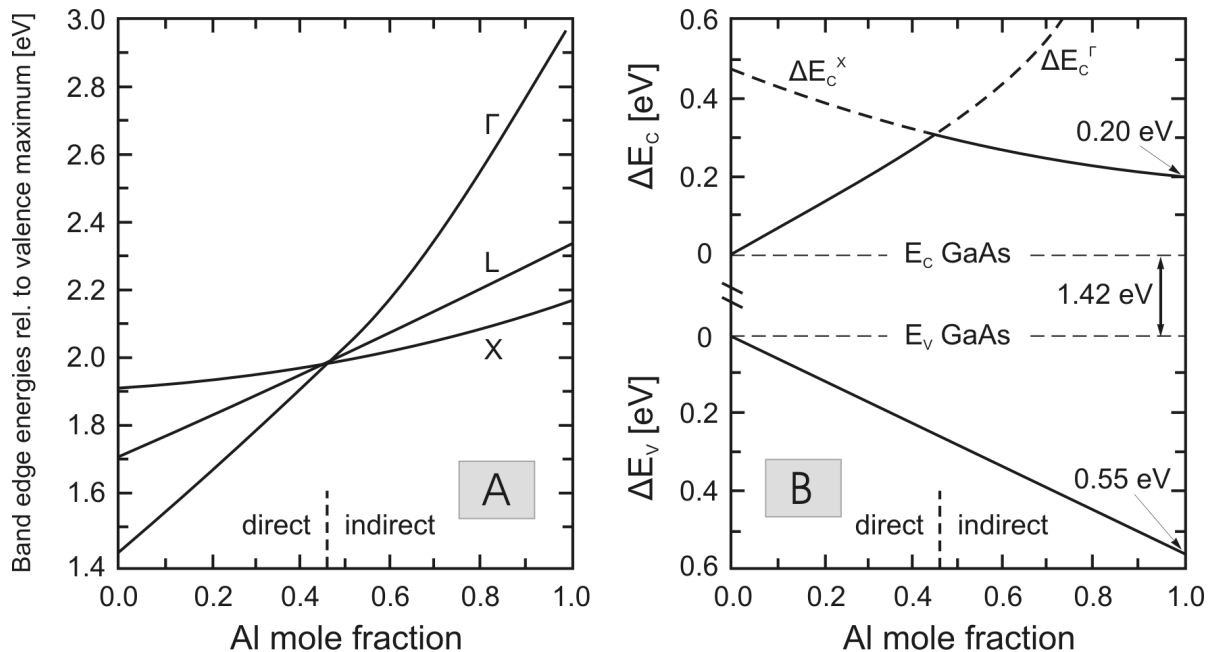


Рисунок 6.3: (А) Ширина запрещённой зоны соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в зависимости от молярной массы Al для различных точек зоны Бриллюэна. (В) Расположение валентной зоны и зоны проводимости в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от x . Из работы [103].

Однако, исследования для случая гетероструктур GaAs/AlGaAs показали, что наилучшее качество структур не обеспечивается максимальным смещением зоны проводимости, вследствие таких факторов, как качество интерфейса или примеси в барьерных слоях [107; 108]. Последние работы [109; 110] продемонстрировали возможность получения широких квантовых ям AlAs, когда заполнены две внутрислоистые X_x и X_y анизотропные долины, с двумерной подвижностью электронов $\mu = 2.4 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ (при $n_s = 2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), что на порядок превосходит характерный подвижности во всех предыдущих работах. При этом концентрация Al в барьерных слоях составляла $x \approx 33\%$.

Все вышперечисленные свойства двумерных систем на базе квантовых ям AlAs делают данный материал уникальной системой для исследования новых фундаментальных физических явлений. В качестве примера можно привести наблюдение ферромагнитного порядка в режиме квантового эффекта Холла [111; 112], обнаружение композитных фермионов [113], образование долинных скирмонов [114].

6.2 Плазменные возбуждения в ДЭС с сильно анизотропным энергетическим спектром реализуемом в широких AlAs квантовых ямах

В текущем разделе приведены результаты изучения плазменных и магнито-плазменных возбуждений в системе двумерных электронов с сильно анизотропным энергетическим спектром в широких квантовых ямах AlAs. Как известно, микроволновая магнитоспектроскопия является одним из наиболее прямых методов характеристики поверхности Ферми и определения значений эффективных масс [115]. До настоящего момента, основные работы в области двумерной плазмоники были посвящены изучению двумерных плазменных возбуждений в изотропной однодолинной системе на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [3; 5]. Исследования 2D плазменных возбуждений в ДЭС с анизотропным энергетическим спектром ограничивались экспериментами на квантовых ямах GaAs, в которых небольшая анизотропия создавалась посредством приложения в плоскости образца сильного магнитного поля [116; 117]. Плазменные колебания в

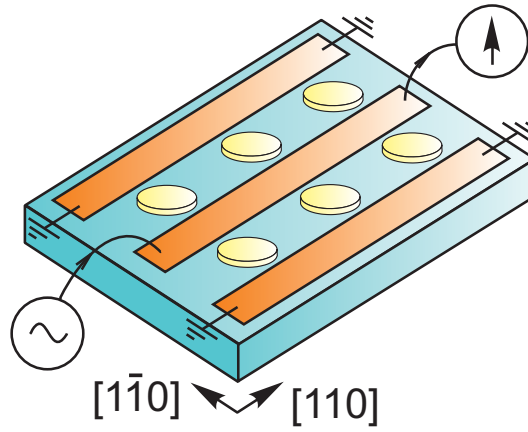


Рисунок 6.4: Схематическое изображение копланарного волновода, в щелях которого расположены вытравленные диски с ДЭС. Взято из работы [118].

ДЭС с естественной сильной анизотропией масс до настоящего момента оставались малоизученными.

Настоящий цикл исследований был проведен на гетероструктуре AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы 15 нм. В ней электроны заполняют две внутриплоскостные X_x и X_y долины. Электронная плотность n_s и двумерная подвижность электронов μ лежали в пределах $1.7 \times 10^{11} - 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.2 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В с})$. На поверхность образца была напылена копланарная полосковая линия (рис. 6.4). Для того, чтобы копланарный волновод (КПВ) имел согласованное с коаксиальными кабелями сопротивление $Z_0 = 50 \Omega$ ширина центральной жилы копланара составляла 1.1 мм, длина 4 мм, щели волновода по 0.6 мм. Шесть равноудаленных одинаковых дисков ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм располагались в щелях копланарного волновода по три диска с каждой из сторон. Расстояние между центрами дисков равнялось 1.5 мм.

На рисунке 6.5 показаны типовые зависимости пропускания копланарного волновода от величины магнитного поля измеренные для серии частот СВЧ-сигнала: $f = 1.3, 5, 7, 16$ и 18 ГГц. Эксперименты проводились при электронной концентрации $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и температуре $T = 1.5$ К. Горизонтальные прямые указывают для каждой из кривых уровень сигнала в отсутствие микроволнового излучения. Каждая из магнитополевых зависимостей имеет отчётливые минимумы в пропускании, которые соответствуют возбуждению стоячих плазменных волн в дисках ДЭС. Хорошо заметно, что для частот СВЧ-сигнала ниже 9 ГГц, резонансы смещаются в сторону меньших значений магнитного

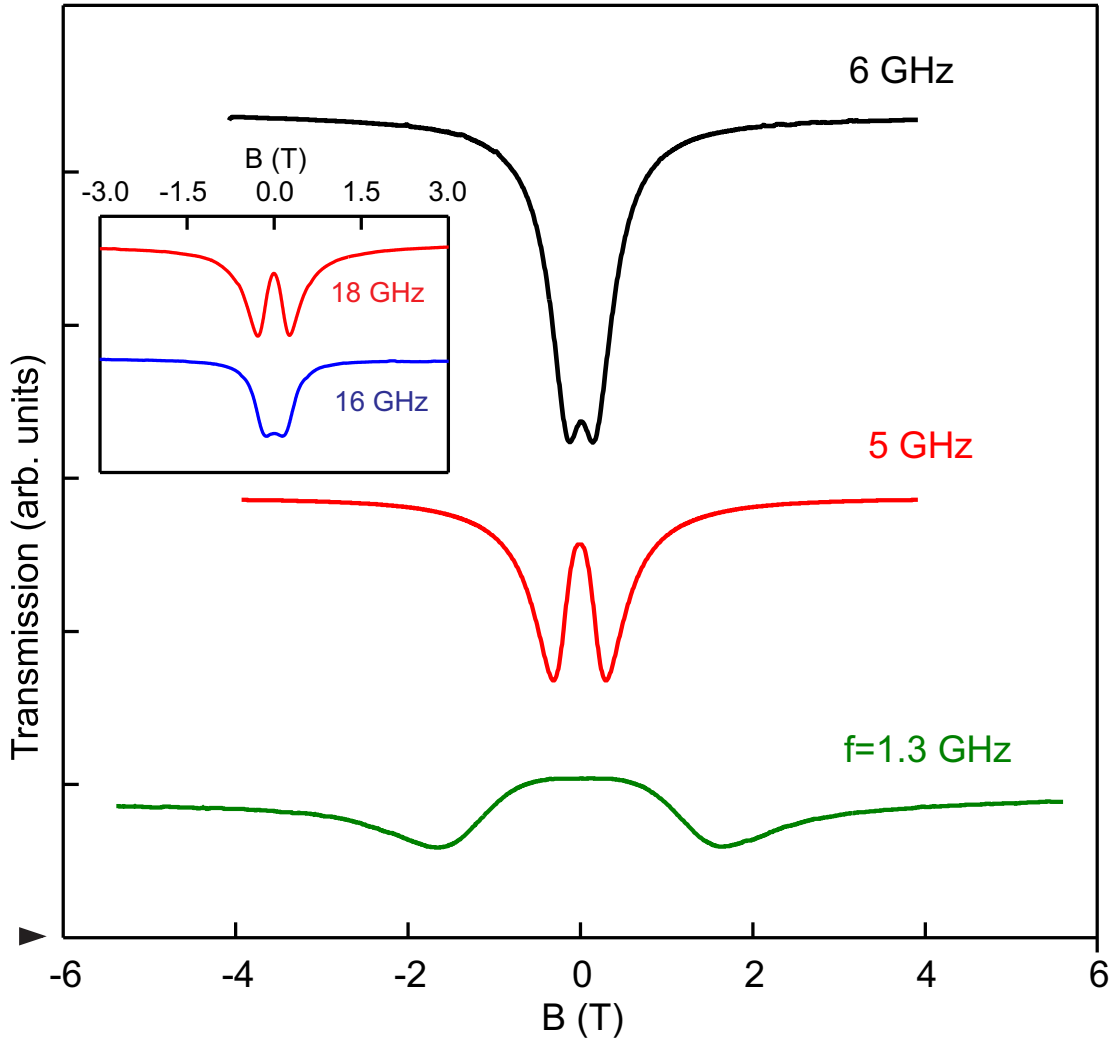


Рисунок 6.5: Зависимости пропускания копланарного волновода от магнитного поля, измеренные при частоте микроволнового сигнала $f = 1.3, 5$ и 6 ГГц; на вставке — при $f = 16$ и 18 ГГц. Электронная концентрация в эксперименте составляла $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($T = 1.5$ К). Из работы [118].

поля с увеличением частоты f , что соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона. Для частот выше 15 ГГц наблюдается обратная зависимость характерная для циклотронного магнитоплазменного возбуждения (рис. 6.5(b)).

Магнитодисперсионная зависимость наблюдаемых минимумов в пропускании построена на рис. 6.6. Магнитодисперсия имеет две ветви, между которыми имеется щель по частоте. Как было отмечено выше, нижняя по частоте ветвь отвечает краевому магнитоплазмону [44; 50]. В пределе больших магнитных полей частота КМП уменьшается по закону $\omega_- \approx \sigma_{xy}q \propto n_s q/B$. Вторая высокочастотная ветвь соответствует циклотронному магнитоплазмону, который в пределах больших магнитных полей асимптотически стремится к одностичному циклотронному резонансу CR. Возникновение щели в спектре

магнитоплазменных возбуждений в нулевом магнитном поле является удивительным наблюдением. Следует подчеркнуть, что щель в спектре наблюдается для образца с изотропной геометрией диска. Для качественного объяснения этого явления разложим вектор высокочастотного электрического поля \vec{E} на сумму одинаковых компонент вдоль основных кристаллографических направлений $\vec{E} = \vec{E}_l + \vec{E}_{tr}$ (рис. 6.6). Каждая из этих компонент в пределе нулевого магнитного поля $B = 0$ Тл возбуждает независимые плазменные волны с различными значениями эффективных масс m_l и m_{tr} . Таким образом, наличие щели между двумя этими модами является наглядным проявлением сильной анизотропии энергетического спектра в квантовых ямах AlAs [117; 119]. В качестве сравнения, мы провели дополнительные измерения на геометрически идентичном образце с ДЭС на основе квантовых ям GaAs со схожей концентрацией $n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке к рис. 6.6 продемонстрирован спектр магнитоплазменных колебаний для данной структуры, в котором наблюдается вырождение двух мод в $B = 0$ Тл. Этот результат является следствием того, что в GaAs электроны обладают изотропной эффективной массой $m^* = 0.067m_0$.

Спектр магнитоплазменных возбуждений в случае, если электронный энергетический спектр анизотропен, описывается следующим выражением [119; 120]:

$$\omega_{l,tr} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{tr} + \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{tr} - \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \right], \quad (6.2)$$

где Ω_l и Ω_{tr} — плазменные частоты для колебаний вдоль основных кристаллографических осей, а $\omega_c = eB/m_c c$ — циклотронная частота. В данном случае циклотронная масса m_c представляет собой среднее геометрическое из произведения эффективных масс $m_c = \sqrt{m_l m_{tr}}$. Плазменные частоты можно найти по формуле [3]:

$$\Omega_{l,tr}^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m_{l,tr} \varepsilon^*} q, \quad (6.3)$$

где $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружения ДЭС, $q = 2.4/d$ — волновой вектор плазмона для геометрии диска [6].

Путём аппроксимации экспериментальных точек на рис. 6.6 согласно формуле 6.2 в $B = 0$ Тл нами были получены следующие значения плазменных частот: $\Omega_l = (6.5 \pm 0.2)$ ГГц и $\Omega_{tr} = (15.3 \pm 0.5)$ ГГц. Подставляя эти значения в формулу 6.3, были определены точные значения эффективных масс:

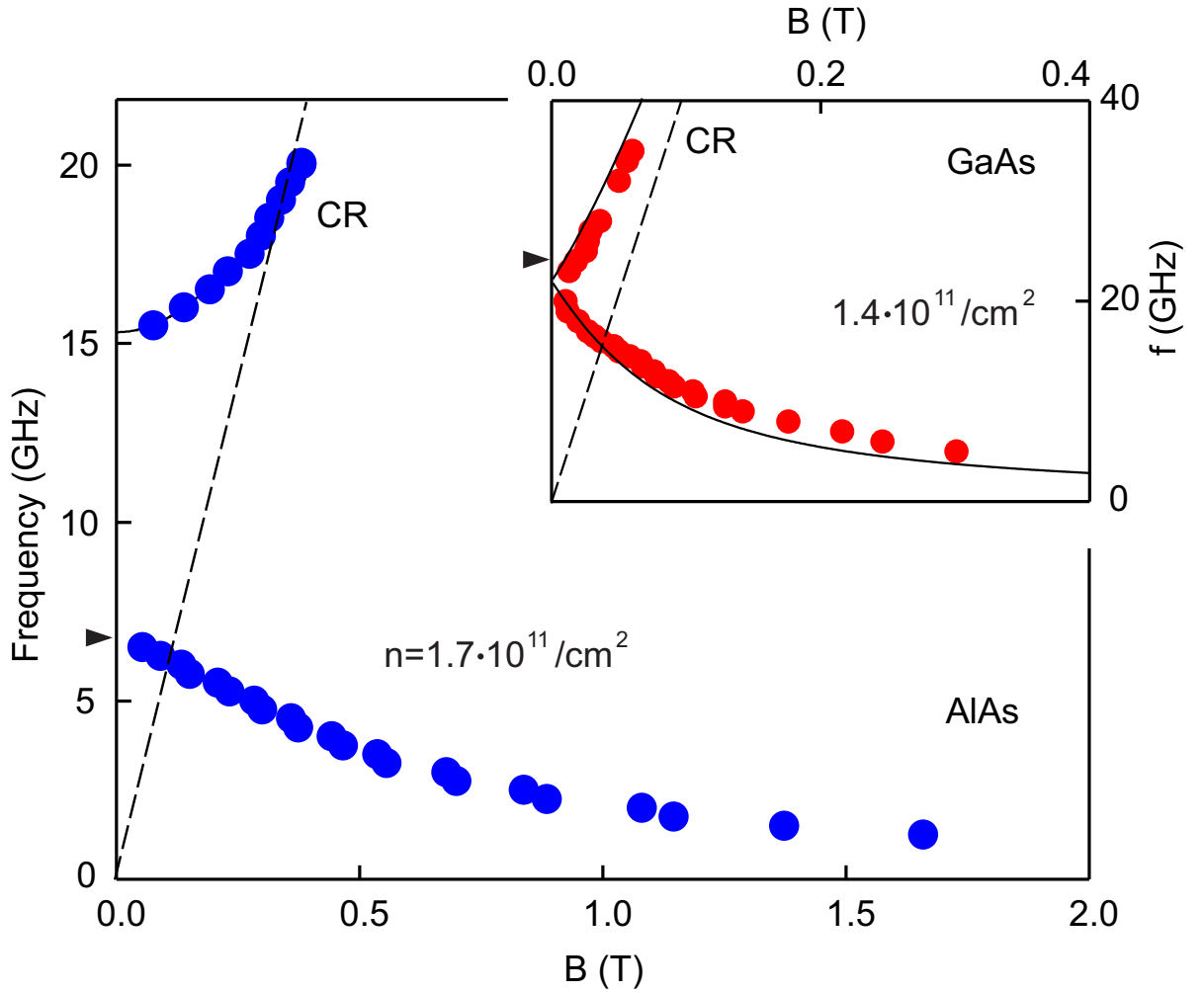


Рисунок 6.6: Спектр магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs ($n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), измеренный при помощи копланарной методики. В эксперименте наблюдается щель по частоте между двумя магнитоплазменными модами. Вставка: магнитодисперсия для идентичного образца на основе квантовых ям GaAs ($n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Для изотропной поверхности Ферми обе моды вырождены в нулевом магнитном поле. Из работы [118]

$m_l = (1.10 \pm 0.05) m_0$ и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01) m_0$. Полученные результаты хорошо согласуются с полученными ранее значениями эффективных масс [121].

В предыдущих экспериментах была заполнена только одна X_x долина. Оказалось, что при увеличении электронной плотности n_s энергия Ферми может достигнуть дна X_y зоны. Тогда при дальнейшем увеличении электронной плотности начнет заполняться вторая X_y долина. Действительно, с повышением электронной концентрации с $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ посредством кратковременной засветки образца зеленым светодиодом (2.2 эВ), циклотронная магнитоплазменная мода демонстрирует ярко выраженный сдвиг в большие магнитные поля (рис. 6.7(a)). Результирующая магнитодисперсия для

электронной концентрации $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ представлена на рис. 6.7(b). Из экспериментальных данных следует, что $\Omega_{\text{tr}}/\Omega_1 = (1.80 \pm 0.05)$, что сильно отличается от отношения частот (2.3 ± 0.1) для случая, когда электроны заполняют лишь одну X_x долину. Это обстоятельство указывает на то, что с увеличением электронной концентрации в динамике двумерной плазмы происходит качественное изменение.

Полученный результат можно объяснить используя следующую наглядную модель. Между внутрислоскостными долинами X_x и X_y имеется междолинное энергетическое расщепление ΔE . Как было отмечено ранее, причина возникновения расщепления связано с остаточной деформацией в плоскости квантовой ямы, которое снимает вырождение между X_x и X_y долинами (вставка к рис. 6.7(b)). При концентрации $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ все электроны находятся в X_x долине. С увеличением концентрации начинает заполняться X_y долина. Тогда общая плотность электронов составляет $n_s = n_x + n_y$, где n_x и n_y — концентрации в соответствующих долинах. Для описания коллективных плазменных возбуждений в таком случае следует использовать модель двухкомпонентной плазмы [122], в которой плазменные частоты вдоль основных кристаллографических направлений [100] и [010] определяются следующими уравнениями:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_1} + \frac{n_y}{m_{\text{tr}}} \right), \quad (6.4)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_{\text{tr}}} + \frac{n_y}{m_1} \right). \quad (6.5)$$

Их этих уравнений с учётом полученных из эксперимента значений плазменных частот $\Omega_{[100]}$ и $\Omega_{[010]}$, можно определить электронные концентрации в каждой из долин: $n_x = (2.10 \pm 0.05) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_y = (0.30 \pm 0.05) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Далее можно найти величину междолинного расщепления ΔE . Для общего числа электронов в одной из долин можно записать

$$N = 2 \cdot \frac{\pi p_x p_y S}{(2\pi \hbar)^2} \Rightarrow n_s = \frac{N}{S} = \frac{p_x p_y \sqrt{m_x m_y} E_F}{2\pi \hbar^2 \pi \hbar^2},$$

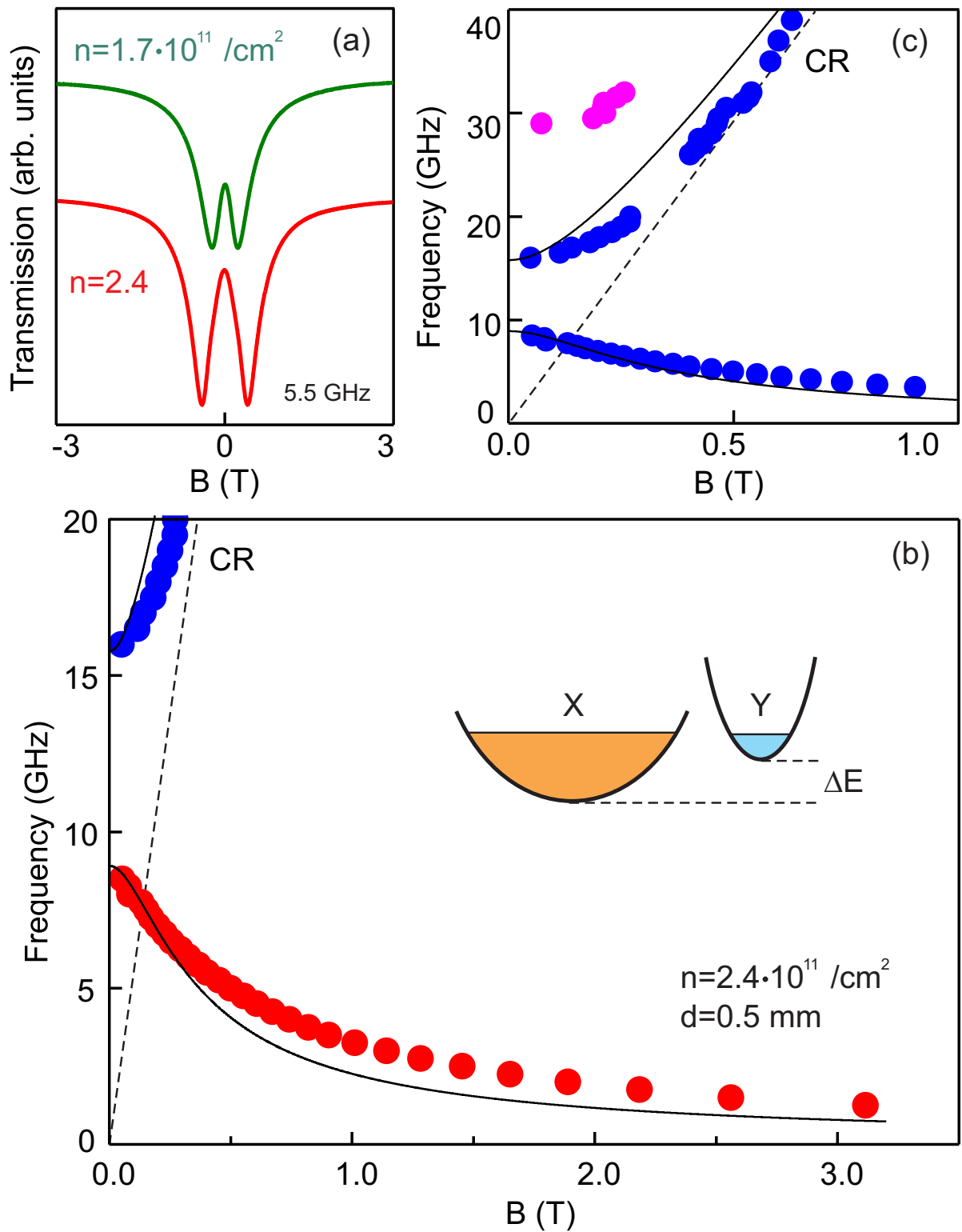


Рисунок 6.7: (а) Магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода, измеренные на частоте СВЧ сигнала $f = 5.5$ ГГц при двух различных электронных концентрациях; (б) Спектр двумерных магнитоплазменных возбуждений при $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошная линия показывает теоретическую подгонку согласно формуле 6.2. На вставке схематически изображено заполнение долин при данной концентрации; (в) Расширенная магнитодисперсия плазменных мод. Из работы [118].

где p_x и p_y — полуоси эллипса поверхности Ферми в импульсном p -пространстве. Тогда энергия Ферми, отсчитанная от дна долины, записывается как:

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2 n}{\sqrt{m_x m_y}}.$$

Из-за того, что в обеих долинах уровень Ферми совпадает следует, что

$$\Delta E = E_{F_x} - E_{F_y} = \frac{\pi \hbar^2 (n_x - n_y)}{\sqrt{m_x m_y}} = \frac{\pi \hbar^2 \Delta n}{\sqrt{m_x m_y}}.$$

Подставив экспериментальные данные, нами было получено значение $\Delta E = (0.90 \pm 0.05)$ мэВ, которое хорошо согласуется с величиной расщепления полученной в предыдущих исследованиях [114; 123]. Таким образом, нами было наглядно продемонстрировано, что спектроскопия плазменных возбуждений является важным методом для определения параметров зонной структуры полупроводников.

6.3 Обнаружение гигантского пьезоплазмонного эффекта в двумерной электронной системе на базе AlGaAs/AlAs наноструктур

Считается, что деформация слабо влияет на свойства плазменных возбуждений в твердых телах. Действительно, типичная деформация, которая может быть экспериментально достигнута составляет $\varepsilon = 10^{-4}$. Такая деформация приводит к изменению в электронной плотности $\Delta n_s/n_s = 2 \times 10^{-4}$, что транслируется в незначительное изменение частоты плазмона $\Delta f_p/f_p = 10^{-4}$. Однако нами было установлено, что деформация может воздействовать ещё одним способом на спектр двумерных плазмонов — через изменение энергетического спектра ДЭС. В настоящем разделе мы исследуем спектр двумерных плазменных возбуждений в широких квантовых ямах AlAs в зависимости от внешней одноосной деформации. Показано, что спектр 2D плазмонов можно перестраивать в широких пределах посредством деформационной инженерии. Установлено, что экспериментальные данные объясняются при помощи наглядной модели, где

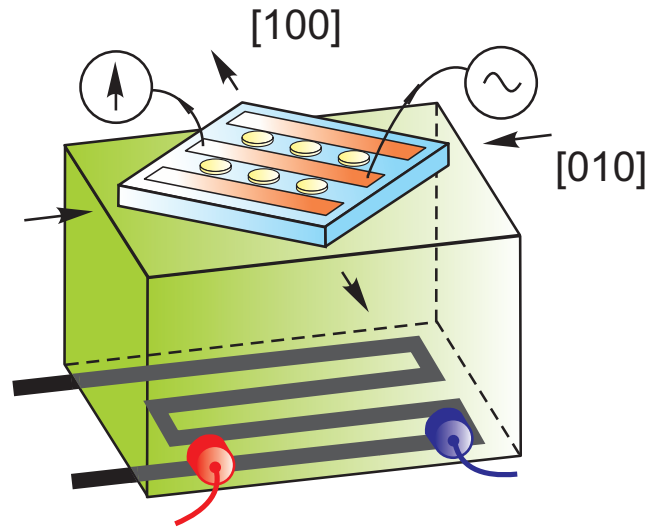


Рисунок 6.8: Схематическое изображение образца, наклеенного на пьезопривод (пьезоактуатор). Кристаллографическое направление образца $[010]$ было ориентировано вдоль направления подачи деформации. С обратной стороны пьезопривода был наклеен тензометрический датчик для измерения величины деформации, приложенной к образцу. Из работы [124].

изменение плазменного спектра обусловлено переносом зарядов между X_x и X_y долинами под действием внешней деформации.

Эксперименты проводились на высококачественной гетероструктуре $\text{AlAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.46$), содержащей квантовую яму AlAs с шириной $W = 15$ нм. Квантовая яма была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении $[001]$ на нелегированной GaAs подложке. Двумерная электронная плотность n_s и низкотемпературная транспортная подвижность μ составляли $2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.5 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ соответственно. На поверхности образца методом фотолитографии был литографически изготовлен копланарный волновод (КПВ). В каждой из щелей копланарного волновода были изготовлены по три равноудаленных диска ДЭС. Диаметр дисков составлял $d = 0.5$ мм с расстоянием между ними 1.5 мм (рис. 6.8(a)). Копланарный волновод был ориентирован вдоль кристаллографического направления $[110]$. Общая длина волновода равнялась 4 мм, ширина центральной жилы — 1.1 мм, щели — 0.6 мм. Экспериментальная методика наблюдения плазменных резонансов была основана на поглощении микроволнового излучения, проходящего через копланарный волновод [125]. Резонансное поглощение микроволнового сигнала происходит всякий раз, когда в дисках возбуждается стоячая плазменная волна. Микроволновое излучение ($f = 1 - 40$ ГГц) подводилось к

КПВ через 50 Омный коаксиальный кабель. Второй коаксиальный кабель передавал излучение с выхода КПВ на туннельный диод Herotek DTA1-1880A, который измерял мощность прошедшего через волновод СВЧ излучения. Диод располагался вне криостата. Для приложения внешней деформации, образец приклеивался эпоксидным клеем к пьезоприводу (piezo-stack actuator) [126—128]. Образец был приклеен таким образом, чтобы его кристаллографическая ось [010] было направлена вдоль направления прикладываемой деформации. Полупроводниковая подложка образца была сточена до толщины 0.2 мм, чтобы деформация от пьезопривода полностью передавалась в ДЭС. Для измерения приложенной деформации использовался резистивный тензодатчик с металлической фольгой (foil strain gauge 1-LY1x-3/120, Hottinger Baldwin Measurements), который также был приклеен длинным звеном меандра посредством двухкомпонентного эпоксидного клея вдоль рабочей оси пьезоактуатора (рис. 6.8). Величина приложенной деформации определялась при помощи мостовой схемы Уитстона. Эксперименты проводились при температуре на образце 1.5 К.

Как было показано в предыдущем разделе диссертации, коллективные плазменные возбуждения в ДЭС с анизотропным энергетическим спектром обладают рядом уникальных свойств. В частности, наличием щели по частоте в спектре магнитоплазменных возбуждений в нулевом магнитном поле для образца в изотропной геометрии диска. Для случая, когда обе анизотропные внутриплоскостные X_x и X_y долины заняты электронами, дисперсия двумерных плазмонов может быть описана с помощью модели двухкомпонентной анизотропной плазмы [122]. Плазменные колебания для такой системы можно представить в виде суперпозиции двух нормальных мод с частотами:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\kappa^*} \left(\frac{n_x}{m_l} + \frac{n_y}{m_{tr}} \right), \quad (6.6)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\kappa^*} \left(\frac{n_x}{m_{tr}} + \frac{n_y}{m_l} \right). \quad (6.7)$$

Здесь $\kappa^* = (\kappa_{\text{GaAs}} + 1)/2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС среды, а $q = 2.4/d$ — волновой вектор плазмона в геометрии диска [6]. Из приведенных выражений следует, что когда суммарная концентрация

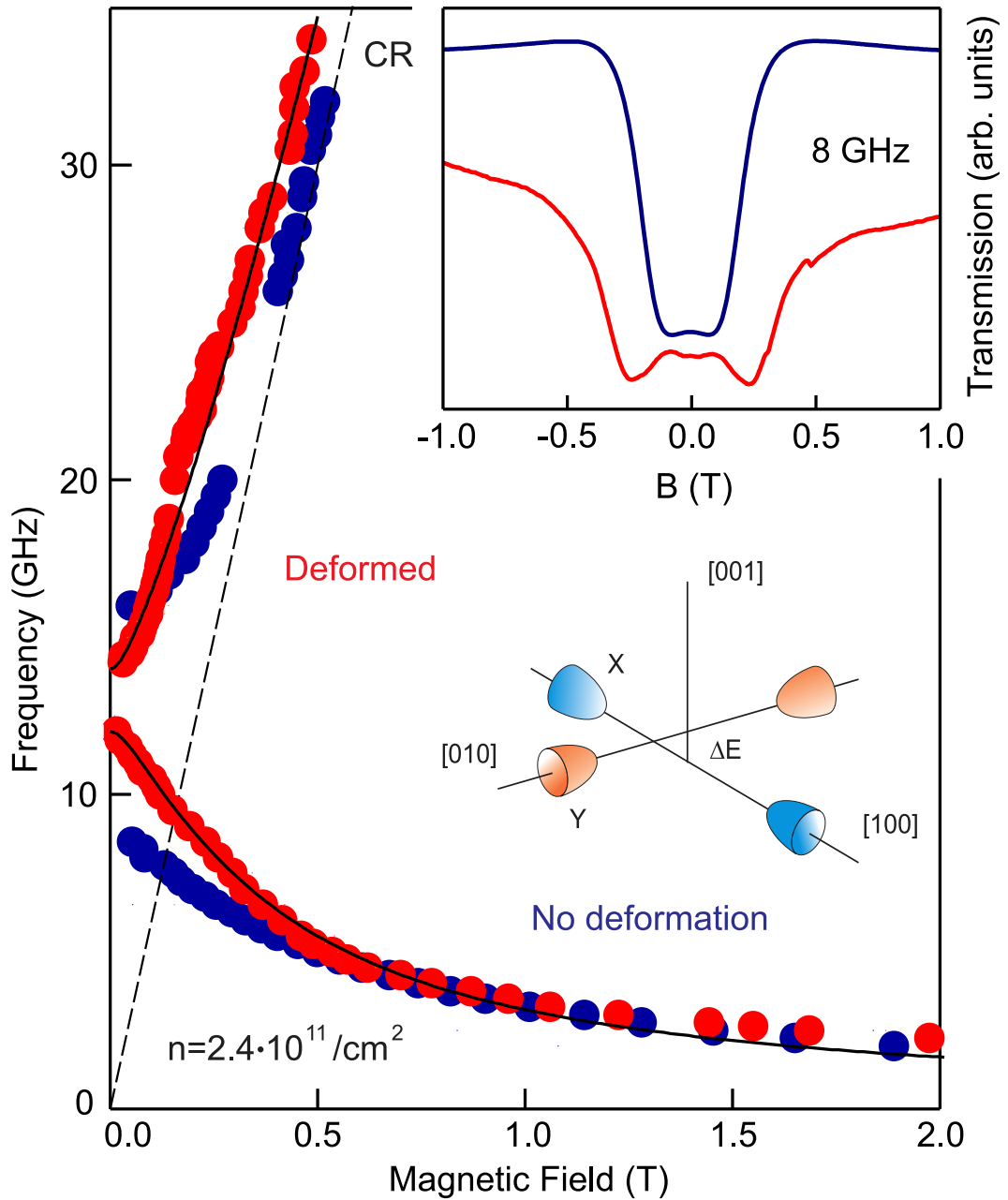


Рисунок 6.9: Магнитодисперсия двумерных плазменных возбуждений в 15 нм квантовой яме AlAs без деформации (синие точки) и в присутствии внешней деформации $\varepsilon_{[010]} = -8 \times 10^{-5}$ (красные точки). Электронная концентрация оставалась неизменной $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Схематическое изображение относительного расположения X_x и X_y долин показано на том же рисунке. На вставке приведены магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода на частоте $f = 8$ ГГц для образца с и без деформации. Из работы [124].

электронов в обеих долинах фиксирована $n_s = n_x + n_y$, то щель в спектре двумерных плазмонов $\Omega_{[100]} - \Omega_{[010]}$ максимальна, когда заполнена лишь одна из долин X_x или X_y . И наоборот, щель обнуляется, когда долины заполнены одинаково $n_x = n_y$. Внешняя одноосная деформация способна контролируем-

мо изменять энергетическое расщепление ΔE между X_x и X_y долинами. Это должно приводить к перераспределению носителей заряда между долинами

$$\Delta E = \frac{\pi \hbar^2 \Delta n}{\sqrt{m_l m_{tr}}}. \quad (6.8)$$

Чтобы проиллюстрировать влияние деформации на спектр 2D плазмонов, на рисунке 6.9 приведена магнитодисперсия плазменных возбуждений без деформации (синие точки) и в присутствии внешней деформации $\varepsilon_{[010]} = -8 \times 10^{-5}$ (красные точки). Каждая из магнитодисперсий состоит из двух мод, разделённых щелью по частоте в нулевом магнитном поле. Низкочастотная ветвь на рис. 6.9 соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона (КМП) [50]. Частота этой моды уменьшается как $\omega_- \approx \sigma_{xy} q \propto n_s q/B$. Тот факт, что обе ветви КМП (красные и синие точки на рис. 6.9) выходят на одну асимптотику при $B > 0.5$ Тл, указывает на то, что деформация не приводит к изменению суммарной электронной плотности в двух долинах X_x и X_y . Высокочастотная ветвь на рис. 6.9 соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды, которая стремится к линии циклотронного резонанса $\omega_c = eB/c\sqrt{m_l m_{tr}}$ в пределе сильного магнитного поля (пунктирная линия, отмеченная "CR").

Поведение обеих магнитоплазменных мод на рис. 6.9 хорошо описывается при помощи дипольного приближения для ДЭС с сильной анизотропией эффективных масс [44; 119; 120]:

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{[100]} + \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{[100]} - \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \right], \quad (6.9)$$

где $\Omega_{[100]}$ и $\Omega_{[010]}$ — плазменные частоты в $B = 0$ Тл. При помощи формулы (6.9) нами были получены следующие плазменные частоты в условиях отсутствия внешней деформации: $\Omega_{[100]}/2\pi = (8.9 \pm 0.2)$ ГГц и $\Omega_{[010]}/2\pi = (15.7 \pm 0.2)$ ГГц. Используя полученные плазменные частоты и уравнение (6.6-6.7), было также вычислено значение междолинного энергетического расщепления $\Delta E = (0.90 \text{ pm}0.05)$ мэВ. Применив тот же метод для образца в присутствии внешней деформации (красные точки на рис. 6.9), было получено следующее значение $\Delta E(\varepsilon_{[010]} = -8 \times 10^{-5}) = (0.14 \pm 0.01)$ мэВ. Полученные результаты наглядно демонстрируют, что внешняя одноосная деформация приводит к значительному

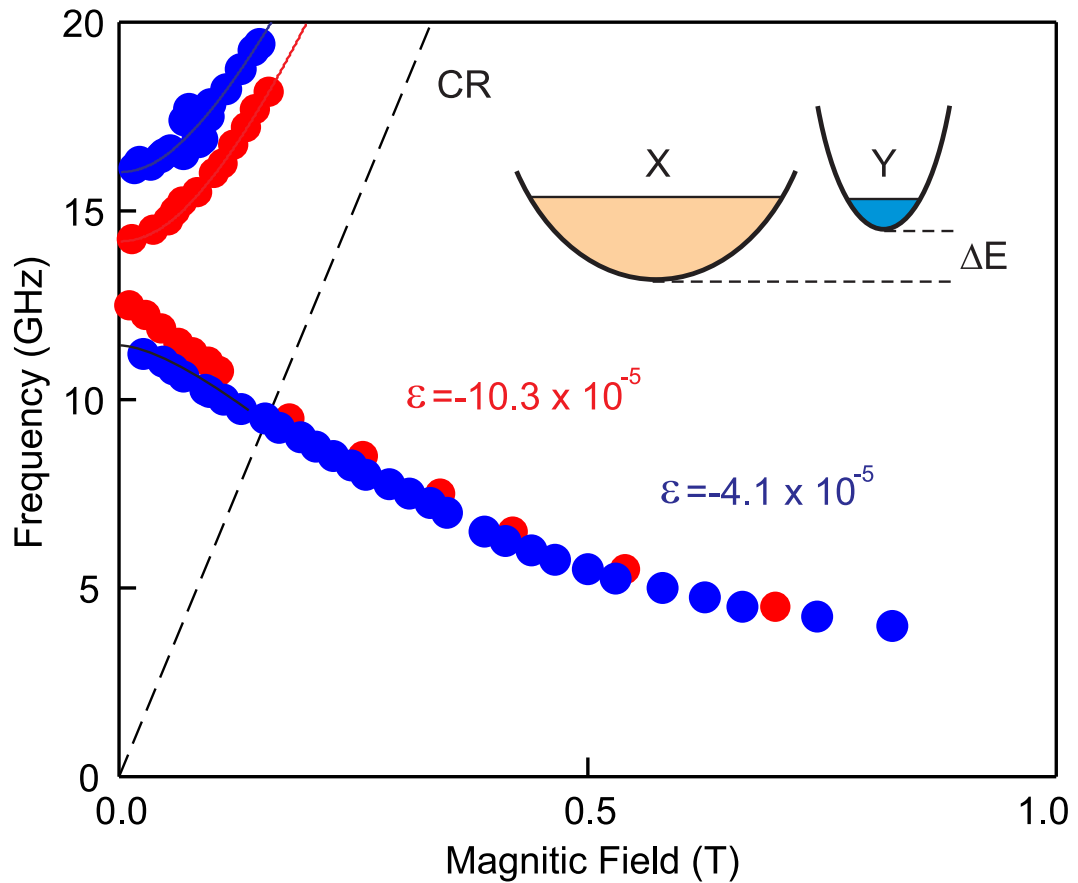


Рисунок 6.10: Спектры магнитоплазменных возбуждений в 15 нм квантовой яме AlAs, полученные при приложенных значениях деформации $\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ (красные точки) и $\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$ (синие точки). На вставке показано схематическое изображение расположения долин X_x и X_y . Из работы [124].

изменению междолинного расщепления ΔE и, как следствие, к модификации спектра двумерных плазменных возбуждений.

Одним из самых примечательных свойств двумерных плазмонов является то, что их частотой можно управлять в широком диапазоне. Основной способ перестройки частоты заключается в изменении концентрации двумерных электронов посредством напряжения на затворе. Обнаруженный в настоящей работе гигантский пьезоплазмонный эффект открывает дополнительную возможность для изменения частоты 2D плазменных колебаний. Для примера, на рисунке 6.10 показана магнитодисперсия двумерных плазмонов для двух случаев: когда напряжение на пьезоприводе $V = -110$ В (красные точки) и $V = 200$ В (синие точки). Соответствующие значения деформации составляют $\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ и $\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$. Используя формулы (6.6)-(6.7), нами были получены величины междолинного расщепления ΔE для каждого из

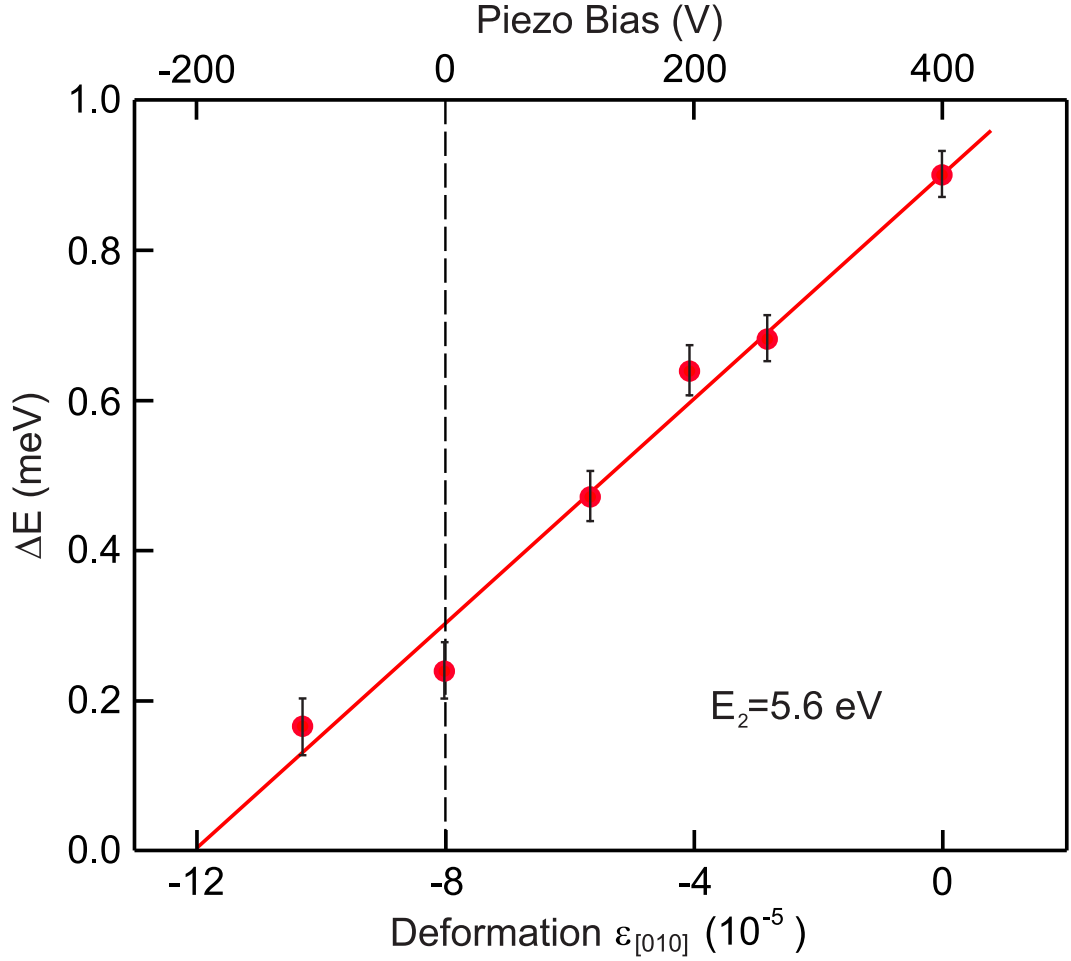


Рисунок 6.11: Расщепление по энергии ΔE между внутрислоистыми X_x и X_y долинами в зависимости от приложенной одноосной деформации $\epsilon_{[010]}$. Сплошная линия является линейной подгонкой, которая даёт значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = 5.6$ эВ. Пунктирной линией обозначено сжатие, вызванное разницей в коэффициентах теплового расширения между полупроводниковым кристаллом и пьезопроводом. Из работы [124].

значений приложенной деформации: $\Delta E(\epsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}) = 0.17$ мэВ и $\Delta E(\epsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}) = 0.64$ мэВ.

Итоговая экспериментальная зависимость ΔE от приложенной одноосной деформации $\epsilon_{[010]}$ приведена на рис. 6.11. Полученные данные демонстрируют линейную зависимость ΔE от приложенной деформации. Сдвиговая деформация ϵ в нашем эксперименте равна разности деформаций вдоль направлений [010] и [100]: $\epsilon = \epsilon_{[010]} - \epsilon_{[100]}$. Поскольку коэффициент Пуассона для AlAs составляет $r = 0.32$ [126], то $\epsilon = (1 + r)\epsilon_{[010]}$. Тогда расщепление по энергии между X_x и X_y долинами составляет $\Delta E = E_2 \times (1 + r)\epsilon_{[010]}$. Из экспериментальных результатов, продемонстрированных на рис. 6.11, было получено следующее значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ.

Это значение хорошо согласуется с предыдущими исследованиями [101; 129]. Таким образом, обнаруженный пьезоплазмонный эффект представляет собой перспективный инструмент для исследования зонной структуры различных полупроводников.

6.4 Плазменные возбуждения в ДЭС с различным заполнением долин в узких AlAs квантовых ямах

За прошедшие полвека полупроводниковая электроника на основе кремния продемонстрировала впечатляющий рост и развитие. Однако, дальнейший прогресс в кремниевой технологии натывается на фундаментальные физические ограничения. Вследствие этого идёт активный поиск новых материалов и концепций. В качестве примера можно привести спинтронные устройства, в основе которых лежит использование спина электрона. В последнее время появилось новое направление — валлейтроника (valleytronics). Для устройств данного типа основную роль играет долинная степень свободы электронов [101; 130–133]. Исторически одним из самых первых валлейтронных приборов является диод Ганна, работа которого основана на междолинном переносе электронов в присутствии сильного внешнего электрического поля [134].

Одним из перспективных новых материалов для исследования и реализации концепций валлейтроники является двумерная электронная система в узких квантовых ямах AlAs. Как было подробно рассмотрено во Введении к настоящей главе, в объёмном AlAs носители заряда заполняют три эквивалентные долины в X точках зоны Бриллюэна. В AlAs квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001], конкуренция между энергией размерного квантования и деформационным потенциалом приводит к нетривиальному заполнению долин. Для квантовых ям AlAs с шириной $W > 6.0$ нм электроны заполняют только анизотропные внутриплоскостные X_x ([100]) и X_y ([010]) долины, тогда как при $W < 6.0$ нм заполняется только внеплоскостная X_z ([001]) долина, которая изотропна в плоскости квантовой ямы. Таким образом, квантовый кон-

файнмент может управлять заполнением долин в AlAs, что является важным для построения валлейтронных систем.

В данном разделе представлены результаты исследования зонной структуры ДЭС на базе квантовых ям AlAs с различной шириной $W = 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5$ и 7.0 нм. Посредством спектроскопии магнитоплазменных возбуждений мы смогли однозначно изучить заполнение долин в зависимости от ширины квантовой ямы [135–137]. Исследования проводились на образцах в форме стандартных мостиков Холла с шириной $L = 0.1$ мм, общей длиной 2.4 мм и расстоянием между соседними потенциальными выводами 1.0 мм. Плазменные резонансы регистрировались посредством болометрической транспортной методики [138]. Электронная плотность n_s и транспортная подвижность электронов μ для каждой из структур перечислены в Таблице 6.1.

Таблица 6.1: Параметры исследуемых $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlAs}$ гетероструктур.

	W , нм	x , %	n_s , 10^{11} см^{-2}		μ , $10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	
			dark	ill	dark	ill
D180308 B	4	44.9	2.6	7.7	3	14
D160902 A	4.5	46	1.8	4.6	11	34
D180309 A	5	45.1	2.5	5.5	19	41
D160902 B	5.5	46	2.6	7.0	6	19
D180226 A	6	45.5	3.7	9.2	3	9
D180226 B	6.5	45.2	3.7	8.0	5	16
D160902 C	7.0	46	–	4.6	–	30
D130504 A	15.0	45.7	1.7	2.4	120	200

На рисунке 6.12(a) показаны типичные магнитополевые зависимости дифференциального продольного сопротивления образца ΔR_{xx} измеренные на трех частотах СВЧ излучения $f = 93, 185$ и 245 ГГц. Измерения проводились на гетероструктурах AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы $W = 5.5$ нм и электронной плотностью $n_s = 4.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Пик в сопротивлении соответствует возбуждению магнитоплазменных колебаний поперёк мостика Холла. Уровни сигнала в отсутствии микроволнового излучения показаны прямыми линиями. Каждая кривая демонстрирует чётко выраженный резонанс, который с увеличением частоты СВЧ-излучения f сдвигался в сторону больших значений

магнитного поля B , что соответствует возбуждению циклотронной магнито-плазменной моды.

Для лучшего понимания наблюдаемого явления, на рисунке 6.12(с) приведены зависимости частоты возбуждающего СВЧ излучения в широком диапазоне частот $f = 60 - 300$ ГГц от магнитного поля в котором наблюдается резонансное поглощение. На рисунке показаны зависимости измеренные для квантовых ям с шириной $W = 5.5$ нм (красные точки) и $W = 6.5$ нм (синие точки). Для обеих гетероструктур положение резонансов по магнитному полю следуют линии циклотронного резонанса $\omega_c = eB/cm_c$ с небольшим отклонением в низкочастотной области из-за деполяризационного плазменного сдвига. Действительно, дисперсия циклотронной магнитоплазменной моды в ДЭС определяется следующим выражением [40]:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (6.10)$$

где ω_c - циклотронная частота, ω_p - плазменная частота в $B = 0$ Тл, которая в свою очередь подчиняется дисперсии двумерных плазмонов [3; 52]:

$$\omega_p = 2\pi f_p = 0.85 \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon^*}} q, \quad (6.11)$$

где $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ - эффективная диэлектрическая проницаемость. Волновой вектор q для ДЭС в форме полоски с шириной W принимает значения $q = \pi N/L$ ($N = 1, 2, \dots$). Используя формулу (6.10), мы нашли следующие значения для эффективных циклотронных масс электронов в изучаемых структурах: $m_c(W = 5.5 \text{ нм}) = (0.28 \pm 0.01) m_0$ и $m_c(W = 6.5 \text{ нм}) = (0.49 \pm 0.01) m_0$.

Попробуем проинтерпретировать полученные результаты. Для анизотропных ДЭС циклотронная эффективная масса определяется как среднее геометрическое из эффективных масс электрона вдоль основных кристаллографических осей $m_c = \sqrt{m_l m_{tr}}$. В случае квантовых ям AlAs с $m_l = 1.1 m_0$ и $m_{tr} = 0.2 m_0$, соответствующее значение циклотронной массы равно $m_c = 0.47 m_0$. Это значение хорошо соотносится с полученным значением циклотронной массы для квантовой ямы AlAs с шириной $W = 6.5$ нм. Таким образом, мы получили прямое экспериментальное свидетельство того, что в этой структуре заполнены обе внутрислоистые анизотропные $X_x - X_y$ долины. Наоборот, значение циклотронной массы для квантовой ямы с шириной $W = 6.5$ нм близко к $m_{tr} = 0.2 m_0$,

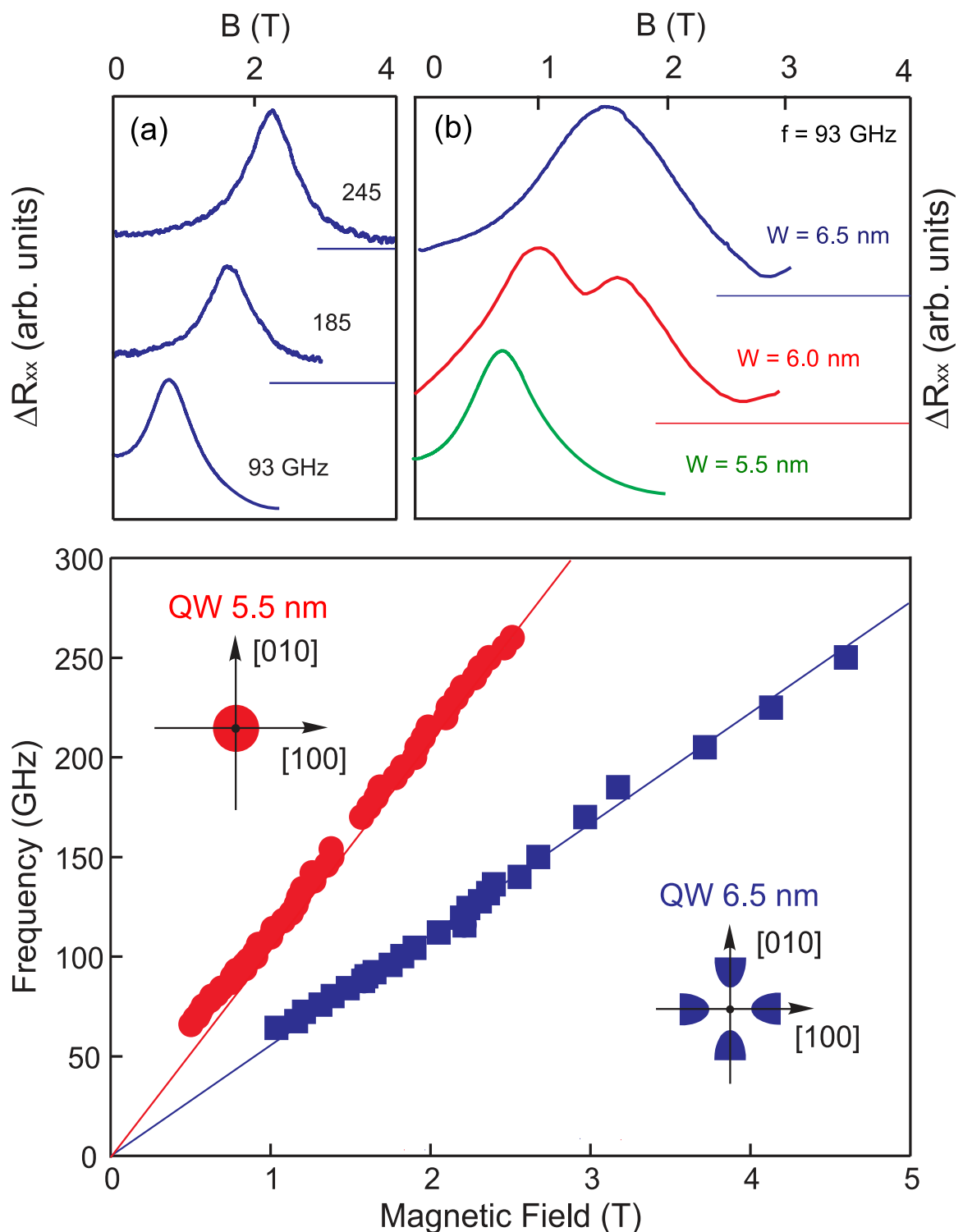


Рисунок 6.12: (а) Зависимости дифференциального магнитосопротивления ΔR_{xx} при различных частотах СВЧ облучения для образца с шириной квантовой ямы $W = 5.5$ нм. (б) ΔR_{xx} от магнитного поля для квантовых ям AlAs с ширинами $W = 5.5$ нм (зелёная кривая), $W = 6.0$ нм (красная кривая), $W = 6.5$ нм (синяя кривая). (в) Магнитодисперсия плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs с $W = 5.5$ нм (красные точки) и $W = 6.5$ нм (синие точки). Сплошными линиями отмечены положения циклотронных резонансов для различных значений эффективных масс электронов. Из работы [136].

что указывает на то, что в ней заполнена лишь одна изотропная в плоскости ДЭС X_z долина [139–142].

Обнаруженный переход в энергетическом спектре от заполнения $X_x - X_y$ долин к заполнению X_z долины представляет значительный научный интерес. Он является следствием уникальных квантовых свойств AlAs/AlGaAs наноструктур. В узких ямах $W < 6$ нм энергия размерного квантования доминирует над энергией деформации в плоскости, и электроны стремятся заполнить внеплоскостную X_z долину (с наибольшей эффективной массой в направлении роста [001]). С увеличением ширины квантовой ямы $W > 6$ нм, разница в значениях постоянной решетки между AlAs и GaAs приводит к такому сильному двухосному сжатию слоя AlAs, что электроны начинают переходить в анизотропные внутриплоскостные долины X_x и X_y . Большой интерес представляет промежуточный случай, когда все три долины выровнены энергетически. Такой «баланс» долин действительно был обнаружен нами для квантовой ямы AlAs с шириной $W = 6.0$ нм. На рисунке 6.12(b) приведены кривые дифференциального магнитосопротивления для одной возбуждающей частоты $f = 93$ ГГц, измеренные для трех образцов с различной шириной квантовой ямы. Важно, что для образца с $W = 6.0$ нм одновременно наблюдаются два магнитоплазменных резонанса. Один из этих резонансов вызван электронами из внутриплоскостных анизотропных $X_x - X_y$ долин, второй — электронами из изотропной в плоскости квантовой ямы X_z долины. Полученный результат открывает новые возможности для реализации устройств валлейтроники (valleytronics) на базе AlAs наноструктур с шириной квантовой ямы близкой к 6.0 нм. В таких структурах реализуется уникальная ситуация, когда $X_x - X_y$ и X_z долины энергетически перекрываются и любая внешняя деформация или электрическое/магнитное поле способно контролируемо снять это вырождение [101; 110; 130].

Результирующая экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы электронов в зависимости от ширины AlAs квантовой ямы W приведена на рис. 6.13. Пунктирной линией отмечены данные для квантовой ямы $W = 6$ нм, когда происходит трансформация энергетического спектра.

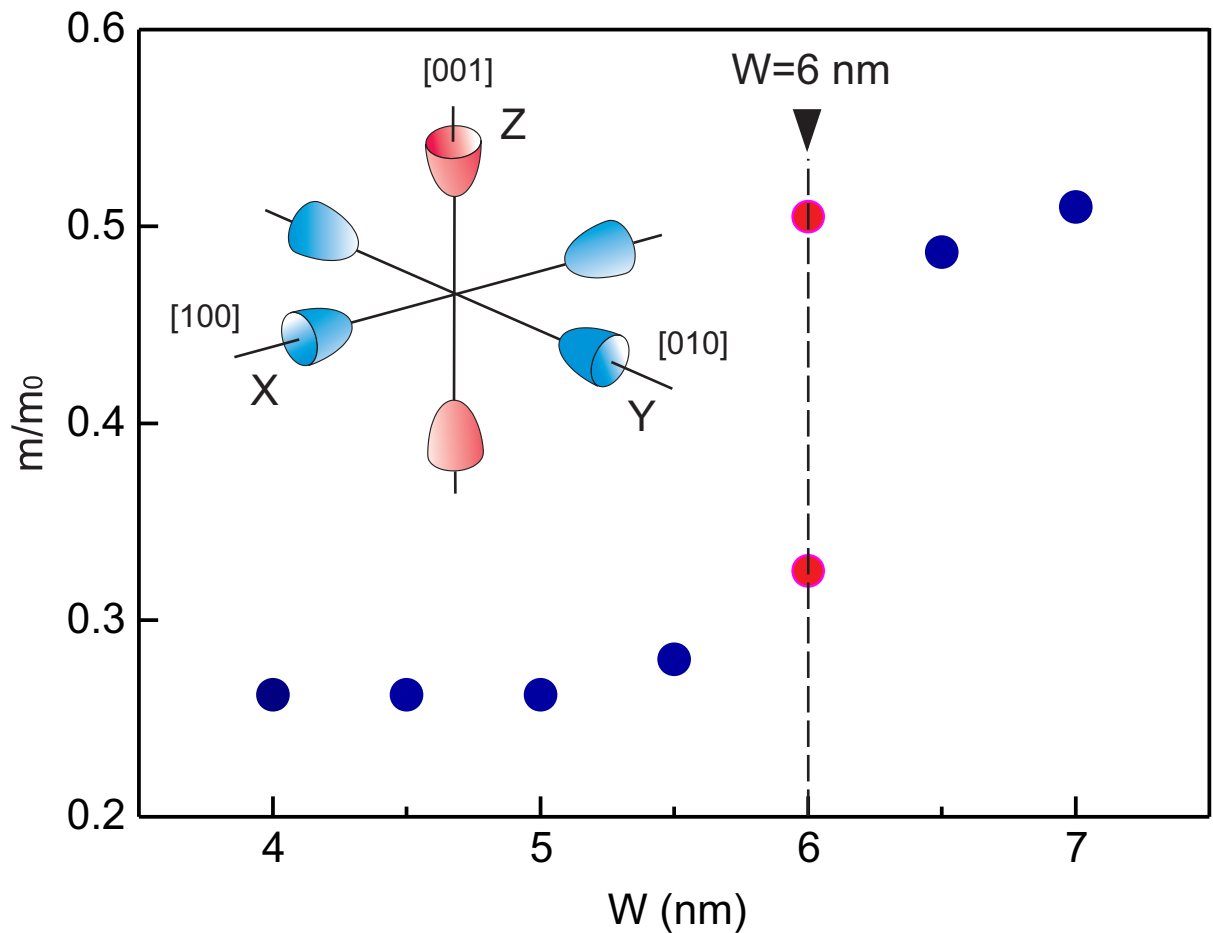


Рисунок 6.13: Экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы электронов от ширины квантовой ямы W в узких квантовых ямах AlAs. Пунктирной линией отмечены данные для квантовой ямы $W = 6$ нм, когда происходит трансформация энергетического спектра. На вставке схематически показаны Ферми поверхности долин в AlAs. Из работы [136].

Глава 7

Краевые акустические магнитоплазмоны в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

7.1 Введение

В настоящей главе изучаются акустические краевые магнитоплазмоны (АКМП) наблюдаемые в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) в ДЭС на базе AlGaAs/GaAs гетероструктур. Как известно, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла край двумерной системы разбивается на ряд чередующихся между собой сжимаемых и несжимаемых полосок. Волковым и Михайловым в 1985 году было теоретически показано, что в режиме ЦКЭХ на краю двумерной электронной системы могут возбуждаться дополнительные мультипольные краевые моды с линейным законом дисперсии:

$$\omega = s_j q, \quad (7.1)$$

где s_j — скорость плазменной моды с номером j . При этом j -ая АКМП мода имеет j нулей в осцилляции электронной плотности в направлении поперек края ДЭС. Схематическое изображение осцилляций электронной плотности в

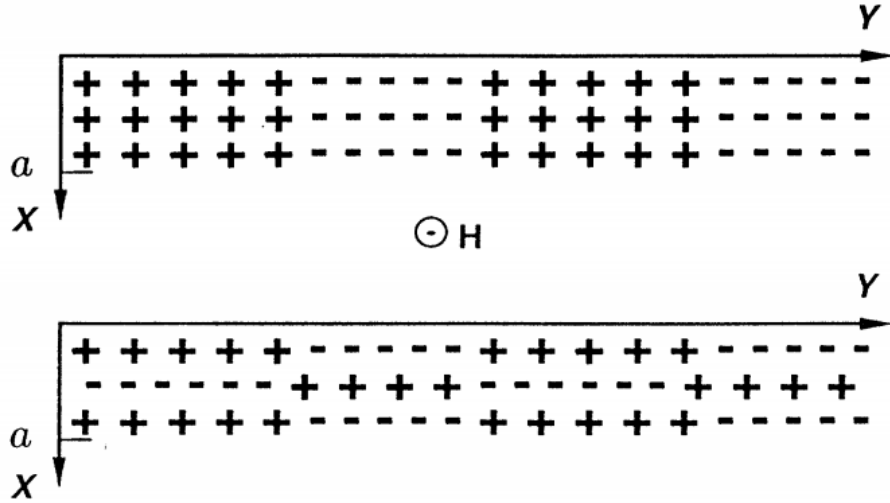


Рисунок 7.1: Схематическое распределения заряда для обычной КМП моды с $j = 0$ (а) и для АКМП моды с $j = 2$ (б). Из работы [143].

КМП с $j = 0$ и АКМП моде с $j = 2$ показано на рисунке 7.1. В режиме ЦКЭХ такие моды соответствуют противофазным осцилляциям электронной плотности в соседних краевых каналах, а нули осцилляций электронной плотности в направлении поперёк края ДЭС — несжимаемым полоскам.

Несколько позднее акустические краевые магнитоплазмоны были рассмотрены Назиным и Шикиным [144; 145]. Они показали, что необходимым условием для существования в двумерной системе АКМП мод является наличие «гладкого» края, когда электронная концентрация на краю ДЭС обращается в ноль не скачкообразно. Алейнер и Глазман [97; 143] смогли аналитически описать свойства АКМП возбуждений для модельного профиля электронной концентрации на краю ДЭС:

$$n(x) = \frac{2n_s}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{x}{w}},$$

где w — характерный размер пограничной области, а ось x направлена перпендикулярно краю двумерной системы так, чтобы ДЭС занимала полуплоскость $x > 0$. Для магнитодисперсии АКМП Алейнер и Глазман получили аналитическое выражение для магнитодисперсии АКМП:

$$\omega_j = \frac{n_s e^2 q}{2\pi \epsilon \epsilon_0 m^* \omega_{c,j}} = \frac{n_s e q}{2\pi \epsilon \epsilon_0 B j} \quad (qw \ll 1). \quad (7.2)$$

Найденный магнитодисперсионный закон работает в пределе больших магнитных полей, когда

$$\omega_c^2 \gg \frac{n_s e^2}{\varepsilon \varepsilon_0 m^* w}$$

Теория АКМП возбуждений в пределе малых магнитных полей была построена Алейнером и Глазманом в статье [97] для длинной полоски с шириной $2a$, имеющей эллиптический профиль плотности:

$$n(x) = n_s \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (-a < x < a), \quad (7.3)$$

где ось x направлена поперёк полоски, а начало отсчёта выбрано посередине полоски. Оказалось, что в малых магнитных полях магнитодисперсионный закон АКМП становится линейным по волновому вектору q

$$\omega_j = \alpha_j \omega_c q a \quad \omega_c^2 \ll \frac{n_s e^2}{2 \varepsilon \varepsilon_0 m^* a}. \quad (7.4)$$

Здесь α_j — коэффициент, убывающий при больших j как $1/j^2$. Например, $\alpha_1 = 0.094$, $\alpha_2 = 0.028$, $\alpha_3 = 0.014$. Из формул (7.2) и (7.4) следует, что в больших

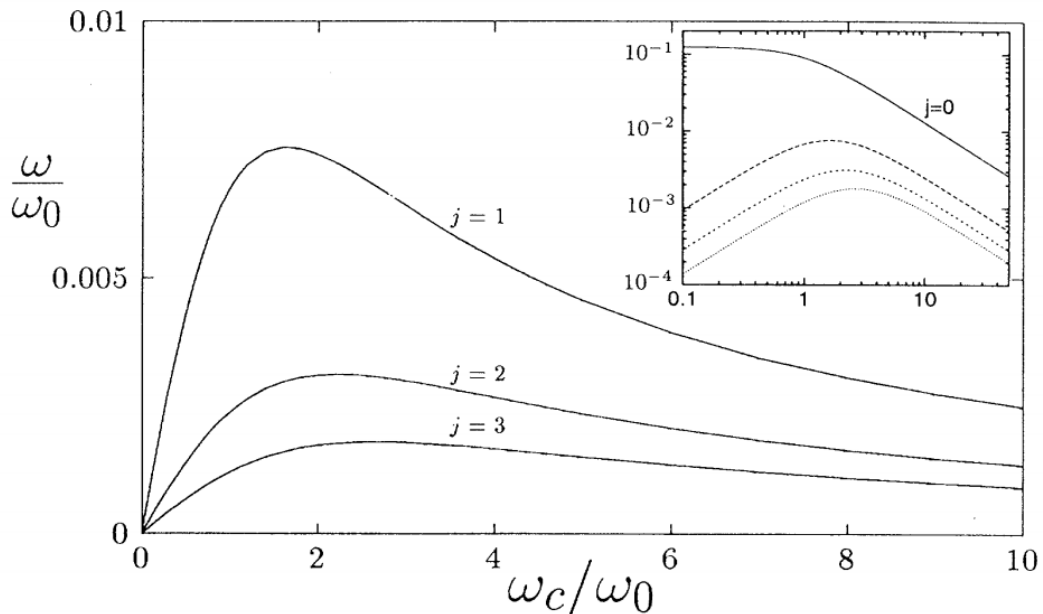


Рисунок 7.2: Зависимость частоты АКМП мод с номерами $j = 1, 2, 3$ от магнитного поля ($qa = 1/10$). На вставке в логарифмическом масштабе показана та же магнитодисперсионная зависимость так, чтобы КМП мода с $j = 0$ также попадала на график. Из работы [97].

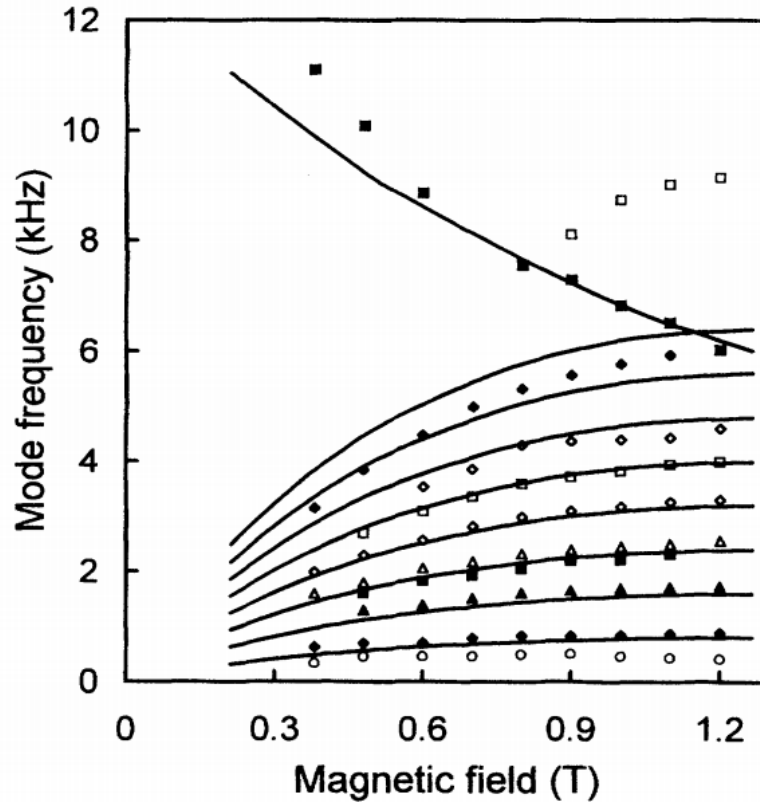


Рисунок 7.3: Магнитодисперсия АКМП мод с номерами $j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ и КМП моды в аксиально-симметричной ДЭС реализованном на поверхности жидкого гелия. Радиус ДЭС 12.34 мм, а электронная плотность $n_s = 8.8 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Сплошные кривые в нижней части рисунка соответствуют теории [144]. Из работы [146].

магнитных полях частота АКМП падает, а в малых — растёт с увеличением магнитного поля. Значит, магнитодисперсия АКМП должна иметь максимум в определённом магнитном поле (рис. 7.2).

До недавнего времени попытки обнаружить и исследовать акустические краевые магнитоплазмы сталкивались со значительными трудностями. Это объясняется мультипольным характером моды, что крайне затрудняло её возбуждение и детектирование. АКМП моды были впервые обнаружены в двумерной системе заряженных $^4\text{He}^+$ ионов, находящихся на поверхности жидкого гелия [146; 147]. Для примера, на рисунке 7.3 приведена магнитодисперсия АКМП мод с номерами $j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ и КМП моды $j = 0$, измеренная в аксиально-симметричной ДЭС на поверхности жидкого гелия. Для двумерных электронных систем в полупроводниковых гетероструктурах имеется лишь одна работа, где декларировалось наблюдение АКМП [148]. Однако, АКМП волны детектировались косвенным время-разрешенным методом. К сожалению,

результаты работы [148] вызывают серьёзные сомнения, поскольку импульсы, которые авторы ставят в соответствие акустическим модам фактически не отличимы от импульсов переотражения от краев полосы ДЭС.

В настоящей главе диссертации была разработана специальная технология получения ДЭС с широким профилем краевого обеднения [125; 149; 150]. Это позволило существенно облегчить возбуждения и детектирование АКМП мод. Разработанная технология позволила значительно увеличить масштаб пространственного разделения заряда в АКМП, и впервые однозначно обнаружить акустическую моду в полупроводниковых двумерных системах. При этом размер области краевого обеднения определялся при помощи спектроскопии краевых магнитоплазмонов на той же структуре. Было продемонстрировано, что количество АКМП мод в режиме целочисленного квантового эффекта Холла равно числу несжимаемых полосок на краю ДЭС. Также было показано, что при понижении температуры в ДЭС возбуждаются дополнительные моды, связанные с возникновением новых несжимаемых полосок за счёт зеемановских щелей в энергетическом спектре электронов.

7.2 Технология изготовления двумерных электронных систем с гладким профилем краевого обеднения

Для реализации крупномасштабного профиля краевого обеднения в ДЭС была разработана технология, основанная на том, что глубина травления полупроводникового кристалла влияет на профиль электронной плотности на краю ДЭС. Для проверки технологии была изготовлена серия образцов ДЭС в форме дисков, меза которых была получена путём травления на различную глубину. При этом размер области краевого обеднения определялся из данных по спектроскопии краевых магнитоплазмонов. Ранее этот метод уже применялся для измерения ширины области краевого обеднения [151]. В этом эксперименте при помощи микрополосковой методики исследовались одиночные диски с диаметром 200 и 40 мкм. Диски были протравлены сквозь квантовую яму. Для такого глубокого травления был найден размер области обеднения $w \approx (0.3 - 0.6)$ мкм. Известно, что даже сравнительно неглубокого подтравливания GaAs подложки над квантовой ямой может быть достаточно для полного обеднения ДЭС. Это обстоятельство наталкивает на мысль, что при уменьшении глубины подтравливания должна увеличиваться ширина профиля краевого обеднения.

Для экспериментальной проверки данной идеи была взята AlGaAs/GaAs гетероструктура с квантовой ямой шириной 30 нм, расположенной на глубине 400 нм от поверхности полупроводниковой подложки. δ -слой доноров (Si) располагался на глубине 310 нм. Подвижность носителей заряда в структурах составляла $\mu = 10 \times 10^6$ см²/В·с ($T = 1.5$ К) при концентрации двумерных электронов $n_s = 2.1 \times 10^{11}$ см⁻². Для создания ДЭС с различным профилем края была использована методика жидкостного травления на различную глубину. Было изготовлено два типа структур. Для одного из них при травлении слой доноров и сама квантовая яма за пределами мезы были удалены (глубина травления 450 нм), а во втором травление было лишь частичным и остановлено на глубине 240 нм, то есть не доходя до слоя доноров. Для исследования КМП в

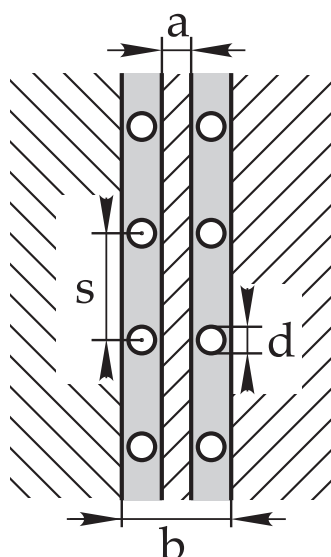


Рисунок 7.4: Схематическое изображение отрезка копланарной линии с мезами в виде дисков, расположенных в щелях волновода. В экспериментах использовался копланарный волновод с $a = 44$ мкм и $b = 104$ мкм. Области металлизации копланарного волновода заштрихованы. Из работы [149].

образцах с различным профилем краевого обеднения применялись копланарная методика.

Копланарная методика состояла в том, что измерялось микроволновое пропускание (5 - 40 ГГц) копланарного волновода, в щелях которого находился ряд равноудаленных двумерных дисков. Копланарный волновод состоял из нанесённой на поверхность образца узкой центральной металлической (Cr/Au) жилы, находящейся между двумя широкими заземленными плоскими электродами. Волновод имел форму меандра длиной $L = 9.5$ мм, ширина центральной полоски равнялась $a = 44$ мкм, расстояние между боковыми электродами составляло $b = 104$ мкм (рис. 7.4). Параметры волновода были подобраны таким образом, чтобы его характеристический импеданс составлял $Z_0 = 50$ Ом. В щелях копланарного волновода был вытравлен ряд одинаковых дисков ДЭС с диаметром d , расположенных друг от друга на расстоянии $l = 4d$. Измерения проводились для дисков с диаметром $d = 20, 10$ и 5 мкм. При возбуждении плазменной волны в дисках возникает резонансное поглощение микроволнового излучения, распространяющегося вдоль копланарной линии. Резонансному поглощению соответствует минимум в сигнале пропускания копланарного волновода, измеряемого по синхронной методике диодом Шоттки (Herotek DTA 184080). Образцы помещались в перпендикулярное магнитное поле (0 - 6 Тл),

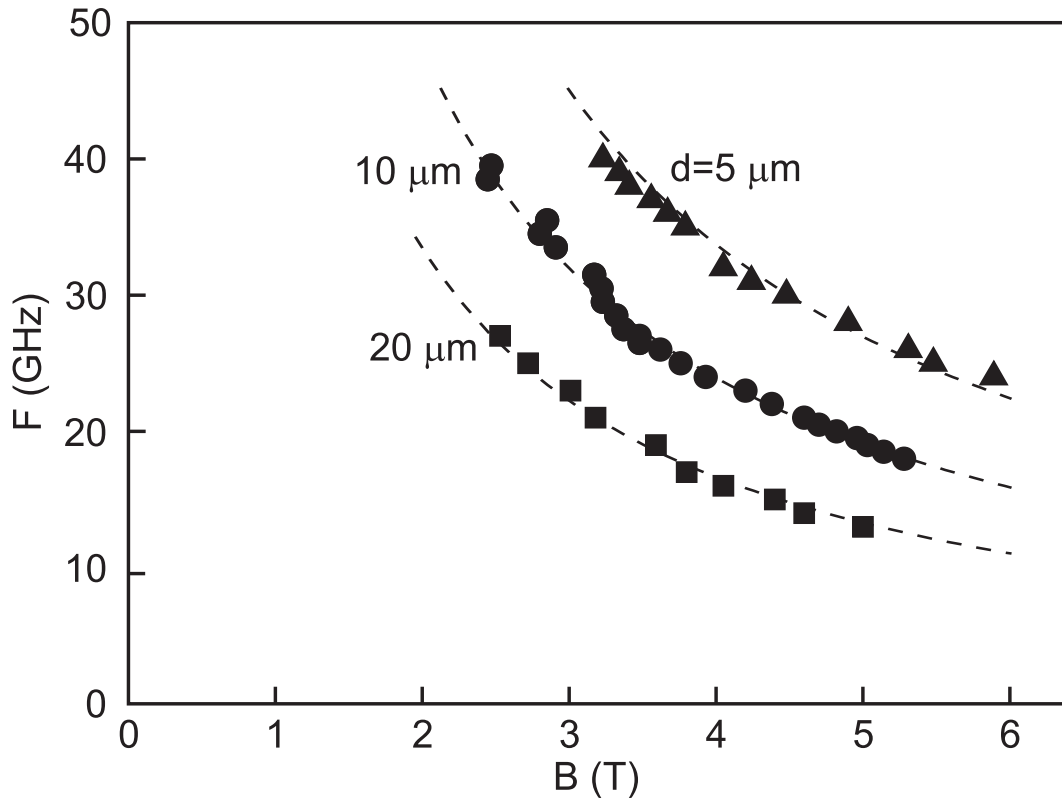


Рисунок 7.5: Магнито-частотная зависимость положения минимума в сигнале пропускания копланарного волновода. Дискам разных диаметров $d = 5, 10$ и 20 мкм соответствуют различные символы. Штриховой линией показана подгонка экспериментальных точек функцией A/B , где A — константа, а B — величина магнитного поля. На данных образцах было осуществлено неглубокое травление (240 нм). Из работы [149].

создаваемое сверхпроводящим соленоидом. Температура на образце при экспериментах составляла $T = 1.5$ К.

На рисунке 7.5 приведена магнито-частотная зависимость положения плазменных резонансов, измеренная для трёх образцов с разными диаметрами мез $d = 5, 10, 20$ мкм. При этом для изготовления образцов использовалась технология неглубокого травления. Расстояние между центрами дисков составляло $s = 4d$. Наблюдаемые плазменные моды обладают отрицательной магнитодисперсией, что согласно (1.20) характерно для краевых магнитоплазменных возбуждений (КМП), распространяющихся вдоль границы ДЭС. Для дисков с диаметром d волновой вектор КМП равен $q = 2.4/d$, поэтому частота плазмона согласно формуле $f_{\text{емр}} \propto 1/Bd$ (без учета слабо меняющегося логарифмического множителя). Применимость данного соотношения для каждого из типов дисков показана на рисунке 7.5 штриховыми линиями. Из рисунка видно, что с

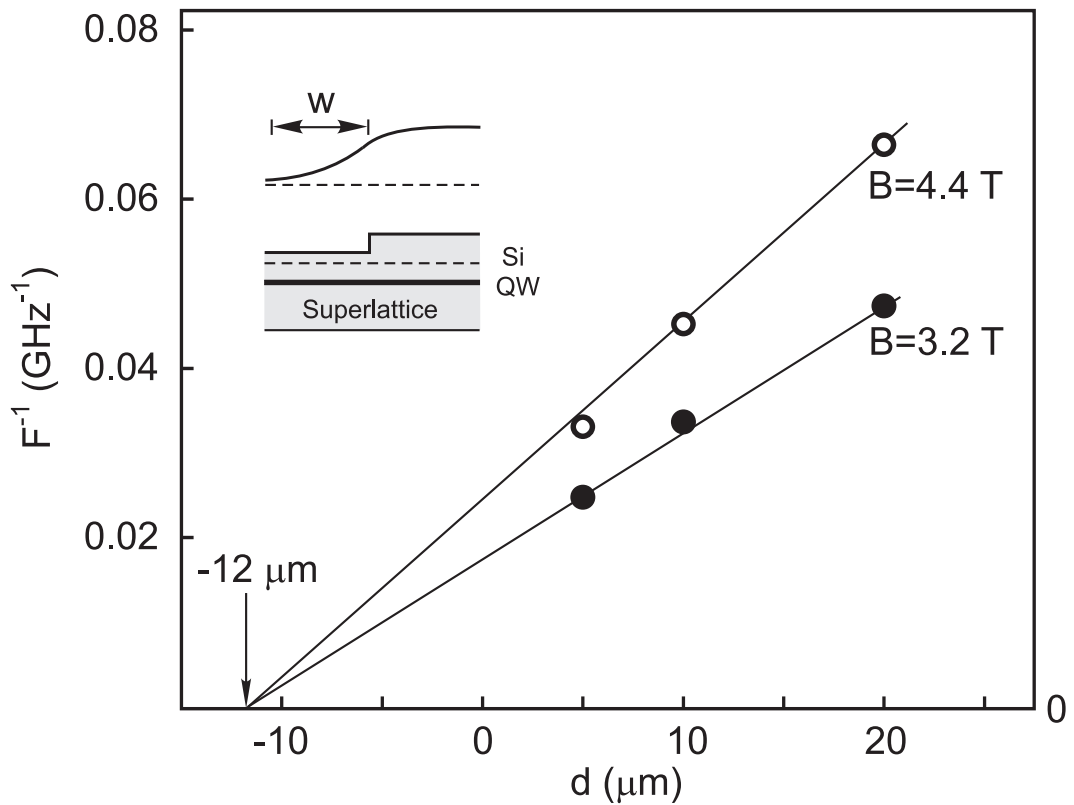


Рисунок 7.6: Зависимость обратной величины частоты КМП от диаметра дисков при значениях магнитного поля $B = 4.4$ Тл и 3.2 Тл. Точка пересечения прямых с осью диаметров соответствует размеру области обеднения $w = 12$ мкм. На вставке приведена архитектура структуры и профиль электронной плотности на краю ДЭС (superlattice — сверхрешётка, QW — квантовая яма, Si — доноры). Из работы [149].

уменьшением диаметра диска частота плазменного возбуждения увеличивается, что качественно согласуется с формулой. Однако, четырёхкратное уменьшение диаметра диска приводит всего лишь к двукратному увеличению частоты краевого магнитоплазмона. Этот факт указывает на то, что реальный диаметр двумерных дисков превышает литографически сформированный размер.

Размер области обеднения w определяется диффузией электронов в протравленную область. С учётом области обеднения реальный размер двумерных дисков, по периметру которых распространяется КМП, увеличивается на w и становится равным $d + w$. Поскольку логарифмический множитель в выражении (1.20) для частоты КМП слабо зависит от диаметра ДЭС, то для оценки значения w логарифмическим членом можно пренебречь. Тогда обратное значение частоты КМП пропорционально реальному диаметру диска $d + w$. На рисунке 7.6 приведена зависимость обратной величины частоты КМП от лито-

графического диаметра d для нескольких значений магнитного поля. Значения частот КМП получены как точки пересечения вертикальной линии, соответствующей фиксированному значению магнитного поля, с магнито-частотной зависимостью (рис. 7.5). Для определения w проведем прямые через соответствующие экспериментальные точки до пересечения с осью диаметров. Диаметр, соответствующий точке пересечения, равен $w = 12$ мкм. Найденная величина w более чем на порядок превышает известный из литературы характерный размер области обеднения для структур ДЭС с травлением через квантовую яму [151]. Это демонстрирует то, что методика неглубокого травления позволяет создавать краевые профили электронной плотности повышенной ширины.

7.3 Обнаружение и исследование акустических краевых магнитоплазмонов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

Изложенная в предыдущем разделе технология изготовления ДЭС с гладким профилем краевого обеднения легла в основу обнаружения акустических краевых магнитоплазмонов в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. В настоящем разделе диссертации приведены детальные экспериментальные результаты по исследованию АКМП мод.

На рисунке 7.7 приведены характерные зависимости пропускания копланарного волновода от величины магнитного поля. Каждая из кривых соответствует своей частоте СВЧ сигнала $f = 0.3, 0.6$ и 1.3 ГГц. Образец представлял собой копланарный волновод в форме меандра с общей длиной 9.5 мм в щелях которого располагались диски с диаметром $d = 20$ мм. Расстояние между центрами дисков составляло $l = 4d$. Подвижность электронов в структуре равнялась $\mu = 10 \times 10^6$ см²/В·с ($T = 1.5$ К) при концентрации двумерных электронов $n_s = 2.2 \times 10^{11}$ см⁻². У исследуемых образцов меза была изготовлена при помощи технологии неглубокого жидкостного травления на глубину 200 нм. При этом квантовая яма залегала на расстоянии 400 нм от поверхности кристалла. Согласно экспериментам предыдущего раздела область краевого обеднения у таких структур составляет $w \approx 12$ мкм. На кривых пропускания копланарного

волновода наблюдается до трёх минимумов, каждый из которых соответствует резонансному поглощению СВЧ сигнала в дисках ДЭС. Для нумерации наблюдаемых резонансов будем использовать индекс j , причём нумерацию будем начинать с больших магнитных полей $j = 1, 2$ и 3 . Пропускание СВЧ сигнала на частоте 1.3 ГГц имеет один выраженный резонанс, соответствующий возбуждению моды с $j = 1$, и ряд минимумов на целочисленных факторах заполнения, связанных с проявлением осцилляций Шубникова-де Гааза. На кривой пропускания копланарного волновода на частоте 0.6 ГГц наблюдается уже три минимума, соответствующим модам с $j = 1, 2$ и 3 . Причем положение по магнитному полю этих минимумов обратно пропорциональны номеру j , что согласуется с

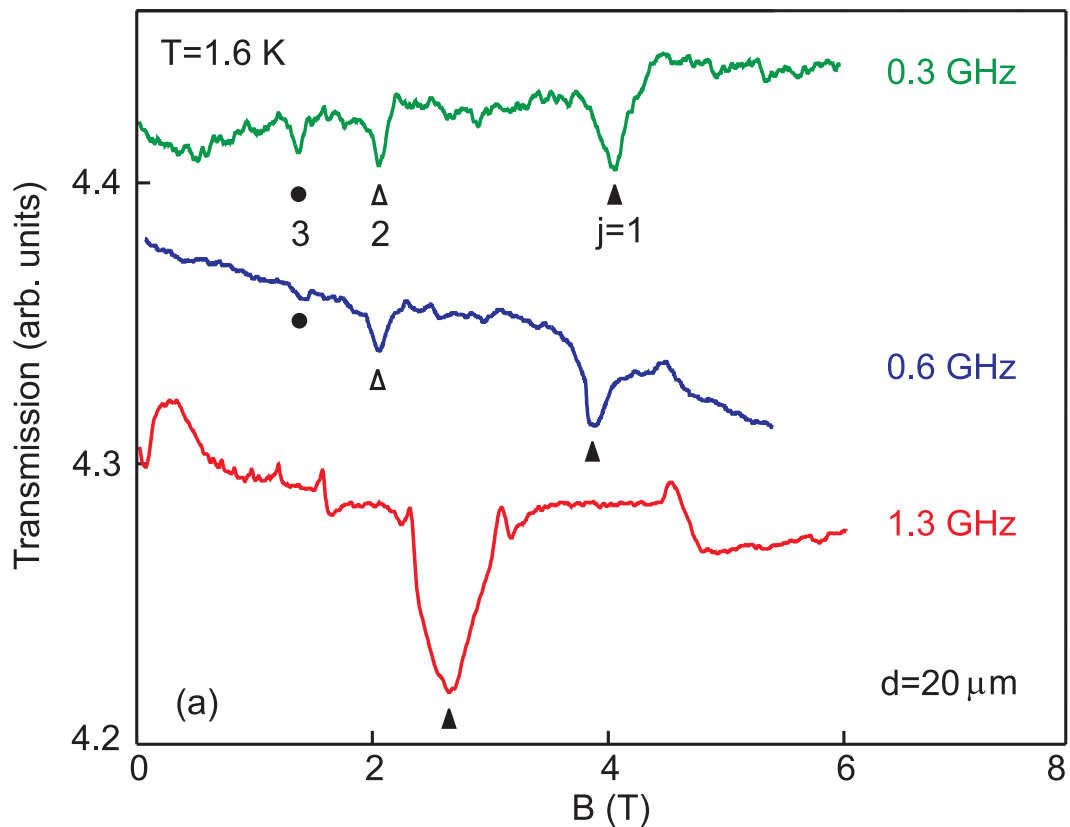


Рисунок 7.7: Сигнал пропускания копланарного волновода в зависимости от внешнего магнитного поля. Каждая из кривых соответствует своей частоте СВЧ сигнала $f = 0.3, 0.6$ и 1.3 ГГц. Копланарный волновод в виде меандра с общей длиной центральной жилы 9.5 мм был литографически нанесён на поверхность подложки. В щелях копланарного волновода располагались диски с диаметром $d = 20$ мкм, полученные методом неглубокого травления (200 нм). Символами отмечены три резонанса поглощения, соответствующие возбуждению АКМП мод с номерами $j = 1$ (сплошная стрелка), $j = 2$ (полая стрелка), $j = 3$ (сплошная точка). Из работы [125].

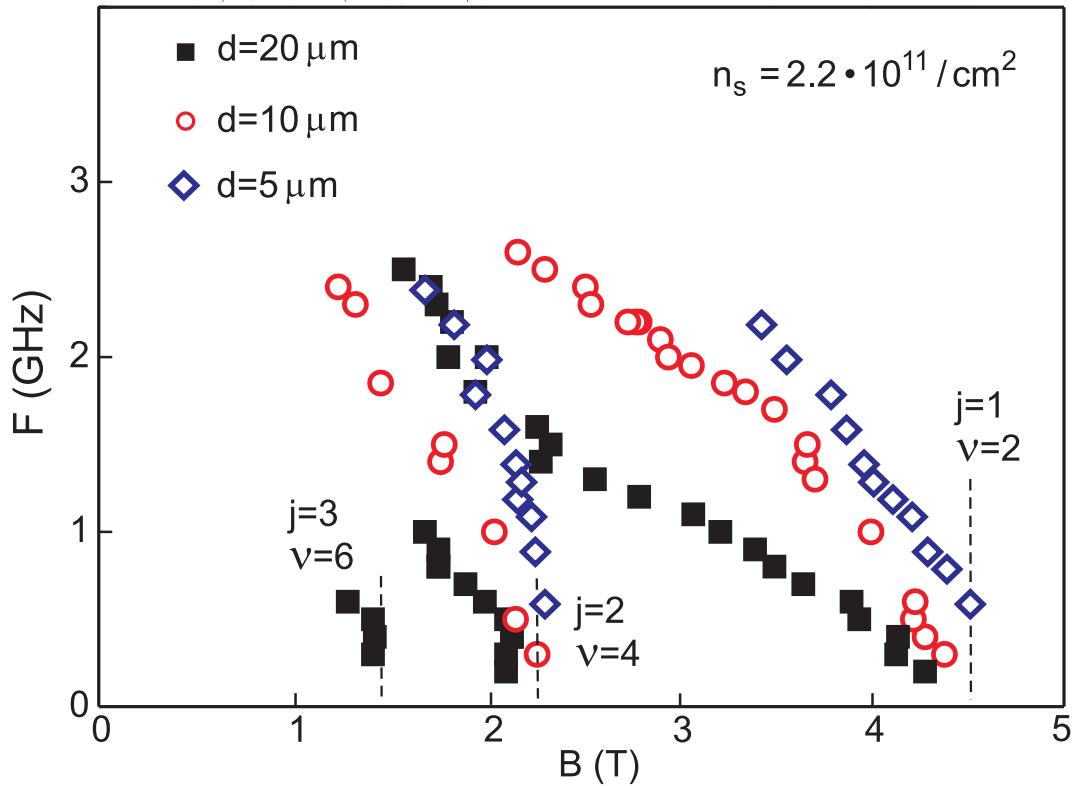


Рисунок 7.8: Магнитодисперсии для трёх первых АКМП мод с номерами $j = 1, 2, 3$. Измерения проводились для дисков с диаметрами $d = 5, 10, 20$ мкм, полученных при помощи технологии неглубокого травления (200 нм). Вертикальными штриховыми линиями показаны чётные факторы заполнения $\nu = 2, 4, 6$. Из работы [125].

теорией (7.2). Все перечисленные свойства обнаруженных мод свидетельствуют в пользу их акустической магнитоплазменной природы.

Для проверки выдвинутой гипотезы мы собрали на рисунке 7.8 магнитодисперсии первых трёх АКМП мод с $j = 1, 2$ и 3, полученные для образцов с диаметрами дисков 20, 10 и 5 мкм. Наиболее заметным универсальным свойством магнитодисперсий является резкое уменьшение частоты вблизи чётных факторов заполнения $\nu = 2j$. На рисунке 7.8 они обозначены вертикальными пунктирными линиями. Обнаруженный эффект указывает на то, что поведение АКМП возбуждений имеет квантовомеханический характер, который может быть объяснён с учетом структуры края ДЭС. Действительно в режиме целочисленного квантового эффекта Холла край ДЭС разбивается на че-

редующиеся полосы сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости. Если приближаться к фактору заполнения $\nu = 2j$ со стороны меньших магнитных полей, то внутренняя несжимаемая полоска испытывает уширение и уходит в объём образца. Такое уширение приводит к увеличению расстояния между осцилляциями заряда в АКМП волне, распространяющейся вдоль края системы. Как результат, кулоновское взаимодействие между зарядами ослабевает, что приводит к существенному уменьшению частоты АКМП возбуждений вблизи чётных факторов заполнения и исчезновению после $\nu = 2j$.

На рисунке 7.9 показано сравнение магнитодисперсий фундаментальной краевой магнитоплазменной моды (ЕМР) и обнаруженного $j = 1$ акустического краевого магнитоплазмона (АЕМР). Частота КМП моды более чем на порядок больше частоты $j = 1$ АКМП моды. Это связано с мультипольным характером АКМП волн, благодаря чему сильно подавляется кулоновское взаимодействие и, как следствие, уменьшается частота возбуждения. Пунктирной линией на рисунке 7.9 показана теоретическая магнитодисперсия АКМП моды с номером $j = 1$, рассчитанная согласно формуле (7.2). При расчётах использовалось значение диэлектрической проницаемости $\varepsilon(q) = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$, где $\varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$ – диэлектрическая проницаемость арсенида галлия GaAs, и электронная плотность $n_s = 2.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Отличие между теорией и экспериментом, по-видимому, связано с не учётом сложного распределением заряда

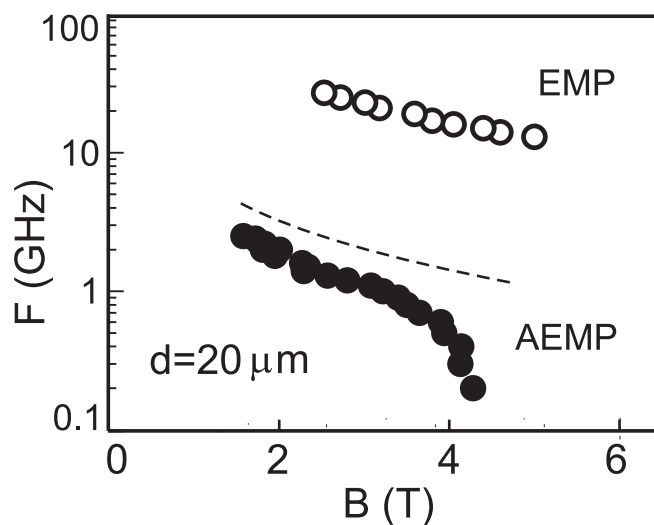


Рисунок 7.9: Магнитодисперсии фундаментальной краевой магнитоплазменной моды (ЕМР) и $j = 1$ акустического краевого магнитоплазмона (АЕМР). Из работы [125].

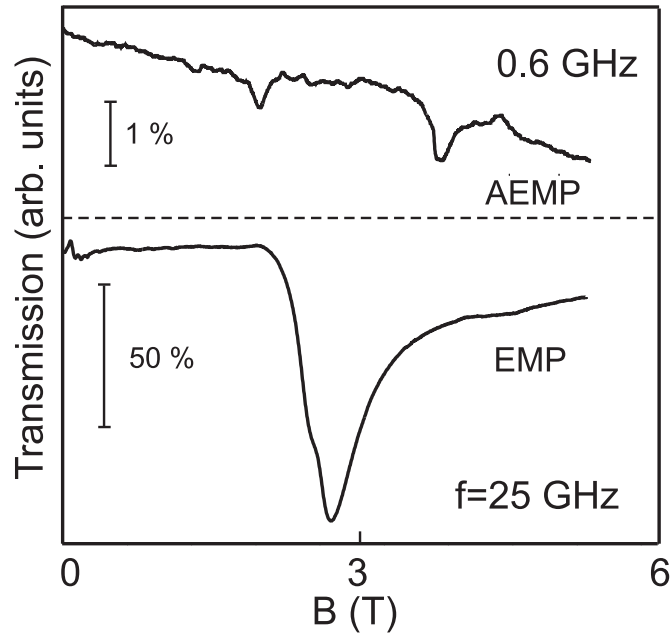


Рисунок 7.10: Сравнение амплитуд краевой магнитоплазменной моды (EMP) и акустических краевых магнитоплазмонов (AEMP), измеренные на одном и том же образце в одинаковом диапазоне магнитных полей. Из работы [125].

поперёк края образца, а также неточностью в используемом значении для диэлектрической проницаемости.

Оказалось, что фундаментальная краевая магнитоплазменная мода значительно больше по амплитуде, чем обнаруженные $j = 1, 2$ и 3 моды (рис. 7.10). Например, на частоте $f = 0.6$ ГГц амплитуда АКМП резонансов составляет до 1% от сигнала пропускания копланарного волновода в нулевом магнитном поле. При этом амплитуда КМП резонанса чуть меньше 100% от уровня измерительного сигнала (рис. 7.10).

Характер профиля краевого обеднения должен значительно влиять на физические свойства акустических краевых магнитоплазмонов. Действительно, в АКМП волне колебания электронной плотности происходит в полоске вдоль края ДЭС с характерной шириной w . Таким образом, увеличение размера области краевого обеднения w должно транслироваться в рост соответствующих мультипольных моментов и увеличение амплитуды АКМП резонансов. Это подтверждается теоретическими расчётами [143], где показывается, что сила осциллятора АКМП мод пропорциональна $1/|\ln(qw)|^2$. На рисунке 7.11(а) приведено сравнение СВЧ пропускания копланарного волновода на частоте $f = 0.6$ ГГц, измеренное для двух различных образцов с одинаковым диаметром дисков $d = 20$ мкм. Первый образец был изготовлен по технологии неглубокого трав-

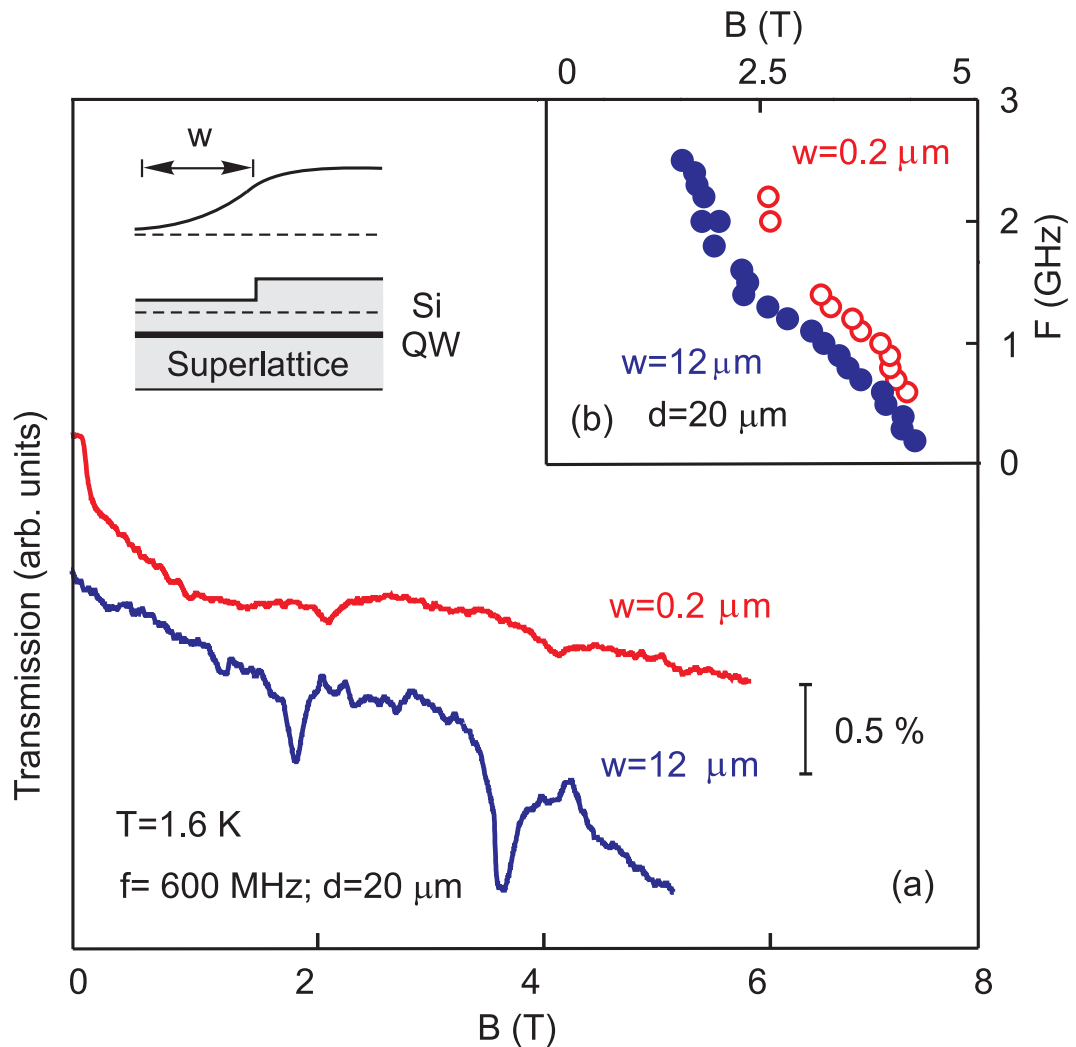


Рисунок 7.11: (а) Сравнение АКМП резонансов на частоте СВЧ сигнала $f = 0.6$ ГГц для дисков диаметром $d = 20$ мкм, полученных при помощи неглубокого травления (синяя кривая) и глубокого травления (красная кривая). Измерения проводились при температуре $T = 1.6$ К. (б) Сравнение магнитодисперсий АКМП моды с номером $j = 1$ в рассматриваемых образцах. Синие сплошные кружки отвечают неглубокому, красные контурные — глубокому травлению образца. Из работы [125].

ления на глубину 200 нм (синяя кривая на рис. 7.11(а)), второй — при помощи глубокого травления сквозь квантовую яму на общую глубину 500 нм. При помощи КМП спектроскопии нами была измерена ширина области краевого обеднения для обоих образцов. Для дисков с неглубоким травлением она составила $w = 12$ мкм, а для дисков с глубоким травлением — $w \approx 0.2$ мкм.

На рисунке 7.11(а) можно заметить две важные особенности. Во-первых, амплитуда АКМП мод, как и ожидалось, сильно зависит от ширины области краевого обеднения w . Действительно, при переходе от образца с глубоким

травлением с $w \approx 0.2$ мкм к образцу с неглубоким травлением с $w = 12$ мкм, амплитуда краевых акустических магнитоплазмонов уменьшается на порядок. Во-вторых, на образце с глубоким травлением наблюдается небольшой сдвиг АКМП резонансов в сторону больших магнитных полей. Обнаруженный сдвиг можно объяснить, учитывая, что в случае неглубокого травления область краевого обеднения находится снаружи литографически заданной границы диска. Это приводит к увеличению эффективного диаметра диска до $d' = d + w$, где d — литографический диаметр диска. Таким образом, для образца с неглубоким травлением происходит уменьшение волнового вектора АКМП плазмона $q \approx 2.4/d'$, которое согласно (7.2) приводит к «смягчению» акустической моды.

7.4 Исследование акустических краевых магнитоплазменных мод вблизи фактора заполнения $\nu = 1$

В предыдущем разделе диссертации были изучены АКМП моды в режиме целочисленного КЭХ, а также исследована их магнитодисперсия. Неожиданным оказалось то, что в режиме квантового эффекта Холла АКМП моды существуют не во всём диапазоне магнитных полей, а подавляются и исчезают при подходе к соответствующим целочисленным факторам заполнения (j -ая мода обрывается на $\nu = 2j$). Таким образом, число наблюдаемых мод оказывается прямо связанным с числом несжимаемых полосок, существующих на краю ДЭС. Следует отметить, что все измерения в предыдущем разделе были выполнены при температуре $T = 1.6$ К. Поэтому можно ожидать, что при понижении температуры станет возможным возникновение новых мод, связанных с несжимаемыми полосками, обусловленными Зеемановским спиновым расщеплением, а не циклотронной щелью в спектре ДЭС. Поскольку основное состояние ДЭС на факторе заполнения $\nu = 1$ является спин-поляризованным, то мода, исчезающая на факторе заполнения $\nu = 1$, может давать прямой доступ не только к зарядовой, но и к спиновой динамике в режиме КЭХ, и поэтому должна представлять отдельный интерес.

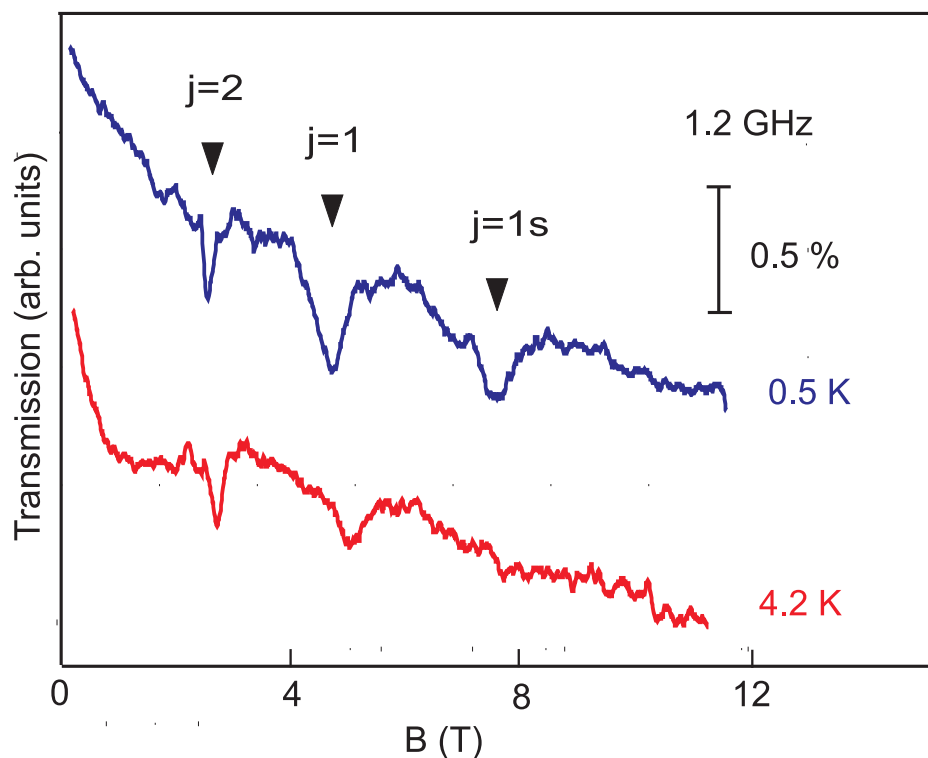


Рисунок 7.12: Кривые пропускания копланарного волновода на образце с диаметром дисков $d = 10$ мкм, полученными при помощи неглубокого травления. Кривые измерены для двух значений температуры $T = 0.5$ и 4.2 К. Стрелочками отмечено положение АКМП мод $j = 1s, 1, 2$. Частота измерительного сигнала $f = 1.2$ ГГц. Из работы [150].

На рисунке 7.12 приведены типичные зависимости сигнала пропускания копланарного волновода от магнитного поля измеренные для дисков с диаметром $d = 10$ мкм для частоты СВЧ сигнала $f = 1.2$ ГГц. Видно, что при температуре $T = 0.5$ К на этих кривых наблюдается три резонанса, отвечающих резонансному поглощению микроволнового сигнала. Резонансы вблизи магнитных полей 3 Тл и 5 Тл соответствуют АКМП модам, наблюдавшимся в предыдущем разделе при температуре $T = 1.6$ К [125]. Эти моды ($j = 1$ и 2) отвечают антифазным колебаниям электронной плотности в соседних сжимаемых краевых полосках, разделенных несжимаемыми областями ДЭС. При этом образование на краю электронной системы несжимаемых областей обусловлено наличием циклотронной энергетической щели в объеме системы. Резонанс же в больших магнитных полях вблизи фактора заполнения $\nu = 1 \div 2$, ранее не наблюдался (рис. 7.12). Новый резонанс $j = 1s$ соответствует дополнительной АКМП моде, обусловленной появлением новой несжимаемой полоски, связанной со спиновым расщеплением энергетического спектра двумерных электронов, при пониже-

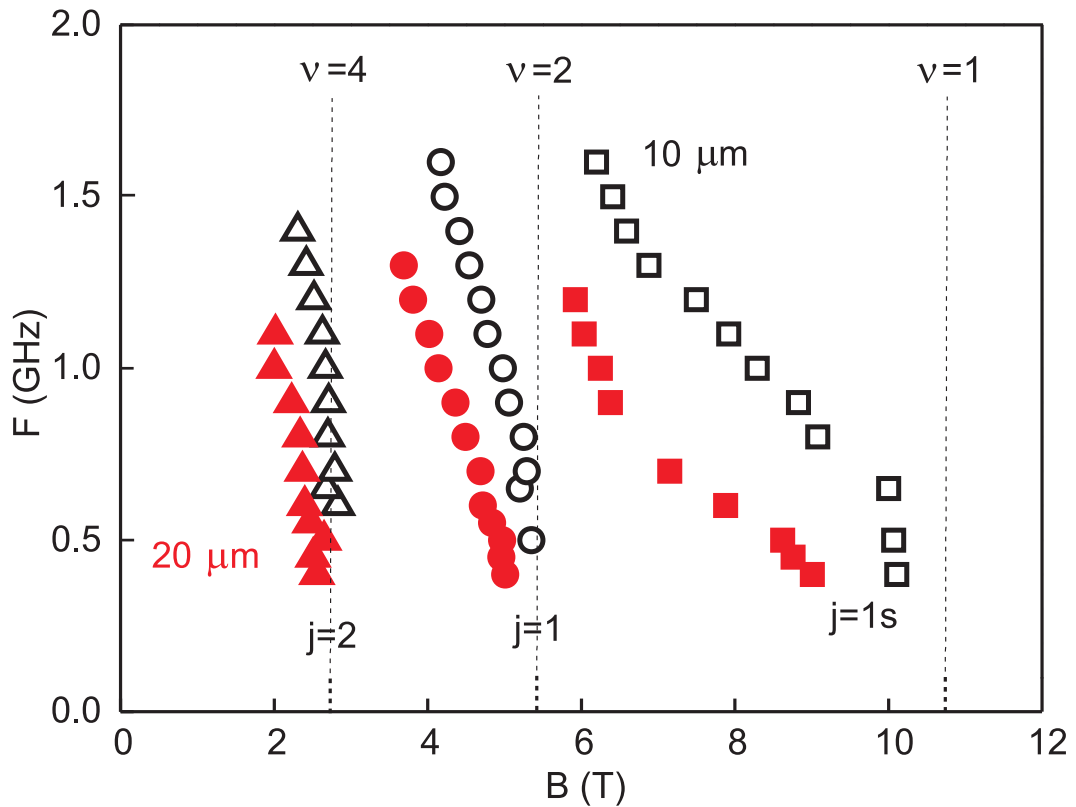


Рисунок 7.13: Зависимость частоты АКМП резонансов от магнитного поля. Символы разной формы соответствуют разным ветвям АКМП: квадраты — $j = 1$, круги — $j = 2$, треугольники моде с $j = 4$. Контурные символы соответствуют диаметру дисков $d = 10$ мкм, сплошные — диаметру $d = 20$ мкм. Вертикальными точечными линиями показаны целочисленные факторы заполнения $\nu = 1, 2, 4$. Из работы [150].

нии температуры с $T = 4.2$ К до 0.5 К. При этом обозначение $j = 1s$ выбрано исходя из того, что распределение потенциала плазменной волны поперек края ДЭС имеет один узел [143].

На рисунке 7.13 построена магнитодисперсия трёх наблюдаемых АКМП мод $j = 1, 2$ и 4 для дисков диаметром $d = 10$ мкм (контурные символы) и $d = 20$ мкм (сплошные символы). Положения резонансов по магнитному полю обратно пропорциональны j , причем главной их особенностью является резкое исчезновение j -ой АКМП моды при приближении (со стороны меньших магнитных полей) к фактору заполнения $\nu = j$. Такое исчезновение является существенно квантовым эффектом, который можно объяснить, учтя структуру края ДЭС в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. Когда фактор заполнения приближается к соответствующему четному значению, внутренняя сжимаемая полоска уширяется и уходит в объем образца. Это уширение при-

водит к значительному экранированию АКМП, что, в свою очередь, вызывает падение частоты и исчезновение соответствующей моды. Таким образом, в режиме квантового эффекта Холла сам факт возникновения АКМП в двумерной системе и количество возникающих мод непосредственно определяется количеством несжимаемых полосок, образующихся на краю ДЭС. В частности, можно ожидать, что при $\nu < 1$ возникновение АКМП возможно только в режиме дробного квантового эффекта Холла.

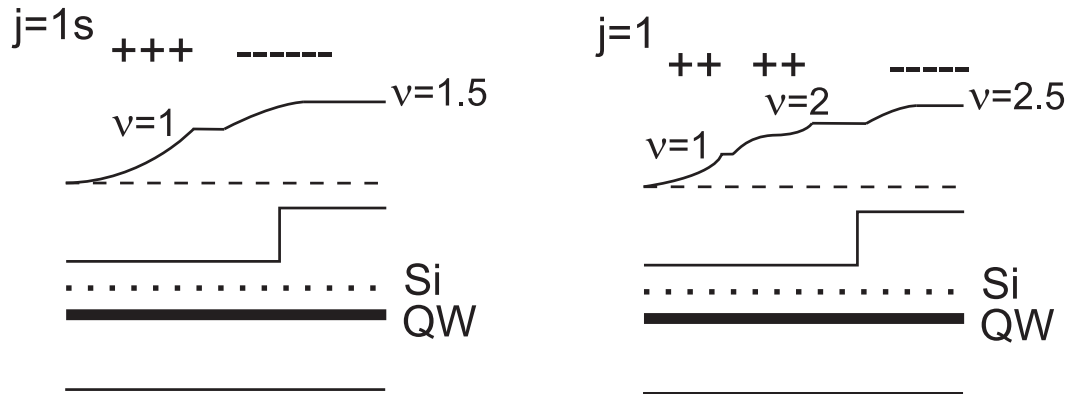


Рисунок 7.14: Схематическое изображение профилей краевого обеднения ДЭС для фактора заполнения $\nu = 1.5$ (слева) и $\nu = 2.5$ (справа). Также на рисунке приведено распределение колебаний заряда для АКМП моды $j = 1$ и $j = 1s$. В нижней части рисунка показана архитектура исследуемой гетероструктуры (Si — слой доноров, QW — квантовая яма). Из работы [150].

Представляется интересным обсудить физическую природу обнаруженной АКМП моды $j = 1s$. В магнитном поле $B = 10$ Тл, где наблюдается $j = 1s$ резонанс зеемановская энергетическая щель составляет $\Delta = g\mu_B B = 2.96$ К. Это значение в 6 раз превышает температуру гелиевой бани. Тогда на краю двумерной системы должна образовываться несжимаемая полоска, вызванная зеемановским расщеплением в энергетическом спектре ДЭС. Эта несжимаемая полоска и образует узел в осцилляции электронной плотности для АКМП моды $j = 1s$. Качественно распределения плотности колебаний в электронной плотности для моды $j = 1s$ и $j = 1$ показаны на рисунке 7.14. Следует отметить, что в экспериментах не наблюдалась следующая «спиновая» АКМП мода, связанная с несжимаемой полоской, образующейся на факторе заполнения $\nu = 3$. Предположительно, отсутствие этой моды связано с тем, что температура бани $T = 0.5$ К всё ещё слишком велика для образования выраженной несжимаемой

полоски с $\nu = 3$. Поэтому для её обнаружения требуется охлаждение структуры до более низких температур.

Глава 8

«Тёмные» осесимметричные плазменные моды в двумерной электронной системе

8.1 Введение

Стоячие плазменные моды в диске ДЭС можно описать при помощи радиального n и азимутального m индексов ($n = 1, 2, \dots; m = 0, 1, \dots$) [68]. Они характеризуют число узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны вдоль радиуса и периметра диска соответственно. Фундаментальной плазменной модой считаются колебания электронной плотности с $n = 1$ и $m = 1$. В большинстве экспериментов по изучению свойств плазменных возбуждений в ДЭС наблюдаются только моды с отличным от нуля m [4; 5; 41; 44; 138]. Это объясняется тем, что у этих мод дипольный момент не равен нулю, поэтому они эффективно возбуждаются падающей на образец плоской электромагнитной волной.

Плазменные моды с $m = 0$ имеют нулевой дипольный момент, поэтому называются «тёмными» или осесимметричными плазмонами [68]. Этот тип плазменных возбуждений обладает целым рядом уникальных физических свойств,

определяющих его особое место в семействе плазменных колебаний. Во-первых, «тёмные» плазменные возбуждения обладают особым законом магнитодисперсии, причём в перпендикулярном магнитном поле у них отсутствует краевая ветвь [68]. Во-вторых, осесимметричные плазмоны в силу нулевого дипольного момента не подвержены радиационному затуханию [152]. Поэтому «тёмные» плазменные моды обладают гораздо большей добротностью, нежели обычные плазменные возбуждения. Последнее обстоятельство делает их привлекательным объектом для систем классической и квантовой плазменной электроники.

В силу нулевого дипольного момента «тёмные» плазменные колебания с $m = 0$ невозможно возбудить в однородном электромагнитном поле. До настоящего времени осесимметричные плазменные моды наблюдались лишь в системах с очень сложным диэлектрическим окружением [46; 152; 153]. Это обстоятельство затрудняло количественное исследование свойств «тёмных» плазменных возбуждений в ДЭС. Нами была разработана уникальная неинвазивная методика возбуждения «тёмных» плазменных возбуждений в одиночных дисках ДЭС. При помощи данного метода были детально исследованы условия возбуждения и физические свойства как обычных плазменных мод с отличным от нуля m , так и новых «тёмных» осесимметричных возбуждений с $m = 0$.

8.2 Обнаружение «тёмной» осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов

Исследования настоящего раздела проводились на высококачественных гетероструктурах GaAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы 20 нм [154]. В экспериментах использовались структуры с концентрацией двумерных электронов в диапазоне от $n_s = 0.1 \times 10^{11}$ до 2.6×10^{11} см⁻². Образцы представляли собой меzy с диаметром $d = 0.5$ мм, изготовленные с помощью оптической литографии и жидкостного травления. Плазменные колебания возбуждались СВЧ излучением в диапазоне частот от 15 до 85 ГГц, которое подводилось к образцу через

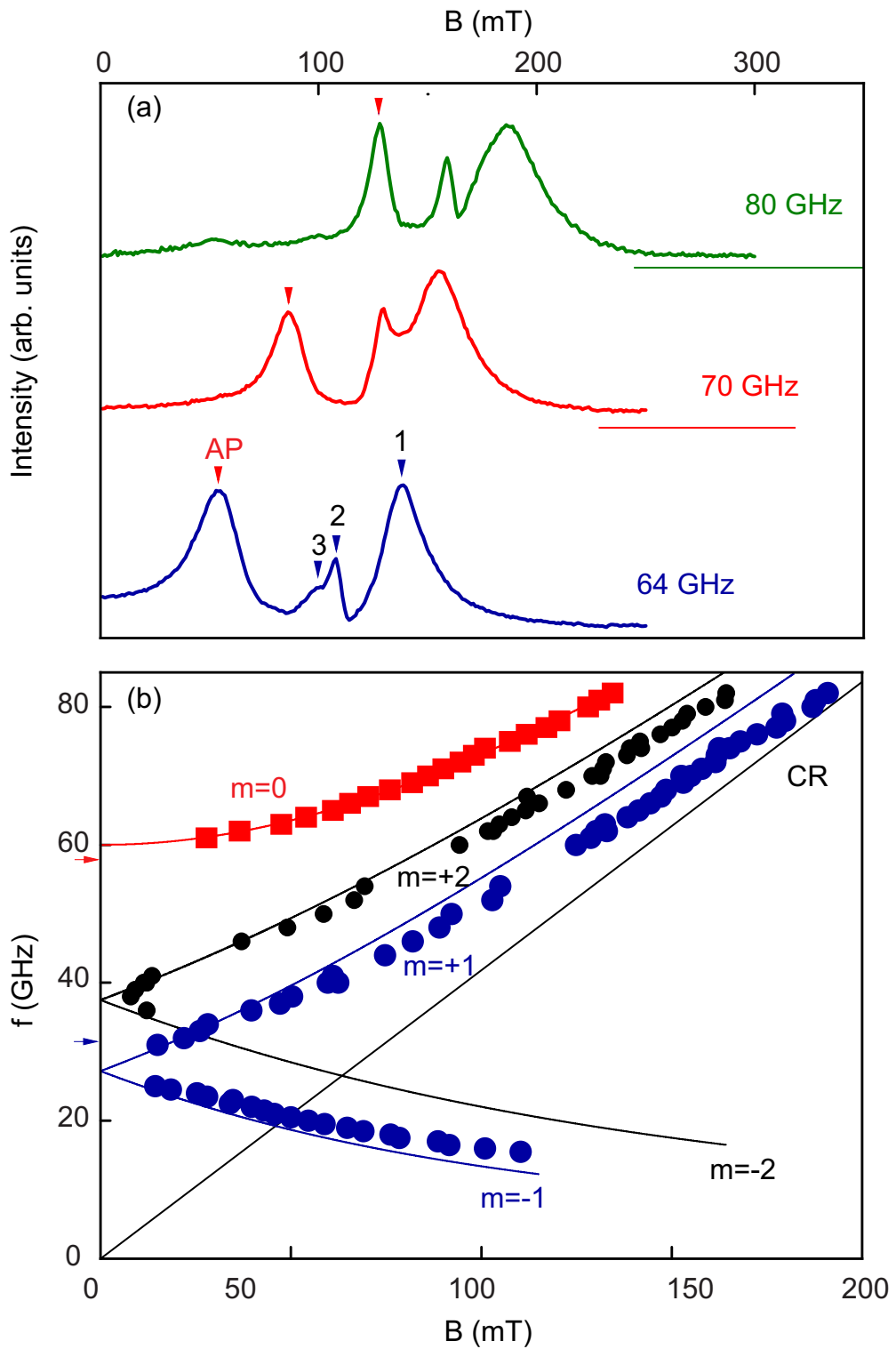


Рисунок 8.1: (а) Зависимость интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для частот микроволнового облучения 64 , 70 и 80 ГГц в диске ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Магнитодисперсии плазменных мод с $m = \pm 1, \pm 2$ (синие и черные точки) и «тёмной» моды с $m = 0$ (красные квадраты). Синяя и черные кривые соответствуют теоретическим магнитодисперсионным зависимостям согласно (8.1), прямая черная линия — циклотронному резонансу в GaAs. Из работы [154].

волновод с прямоугольным сечением. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца и разворачивалось в пределе $B = 0 - 1$ Тл. Для регистрации плазменных возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения.

На рисунке 8.1(a) показаны характерные кривые поглощения микроволнового излучения, измеренные в зависимости от магнитного поля в диске ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11}$ см⁻². На рисунке приведены три кривые, полученные для частот микроволнового излучения 64, 70 и 80 ГГц. На кривой поглощения, измеренной при $f = 64$ ГГц, наблюдается серия резонансов 1, 2 и 3 (рис. 8.1(a)), из которых 1 соответствует, по-видимому, фундаментальному магнитоплазменному возбуждению, а 2 и 3 — его кратным гармоникам. Также виден отстоящий отдельно по магнитному полю резонанс АР, амплитуда которого сравнима с амплитудой фундаментального магнитоплазменного резонанса. Это указывает на то, что резонанс АР соответствует особому типу плазменных возбуждений в ДЭС.

Для того чтобы детально разобраться с природой наблюдаемых резонансов, были проведены эксперименты для серии частот СВЧ излучения и построена магнитодисперсия (рис. 8.1(b)). Фундаментальный магнитоплазменный резонанс (синие точки на рис. 8.1(b)), имеющий в нулевом магнитном поле частоту (27.0 ± 0.3) ГГц, в перпендикулярном магнитном поле расщепляется на две ветви, что хорошо известно из литературных данных [44]. Верхняя ветвь ($m = +1$) имеет положительную магнитодисперсию, и с увеличением величины магнитного поля её частота асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*$ ($m^* = 0.067m_0$ — эффективная масса электрона в GaAs). Она соответствует возбуждению объёмной магнитоплазменной моды [44]. Нижняя ветвь демонстрирует отрицательную магнитодисперсию и отвечает краевому магнитоплазменному возбуждению в ДЭС [44; 50]. Экспериментальные результаты хорошо описываются теоретической зависимостью магнитодисперсии (синие кривые на рис. 1(b)) [44]

$$\omega = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (8.1)$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле. Заметим, что производная $\partial\omega/\partial\omega_c|_{B=0} T = \pm 1/2$. Экспериментальное значение плазменной частоты фундаментальной моды в нулевом магнитном поле (27.0 ± 0.3) ГГц хорошо согласуется с теоретическим предсказанием $f_{1,1} = 31.5$ ГГц (синяя стрелка на рис. 8.1(b)). Следует отметить, что теоретические расчёты были выполнены в приближении несжимаемой ДЭС. Это приближение хорошо работает в наших экспериментах, поскольку $\omega_p \gg qv_F$, где $v_F = 2.2 \times 10^7$ см/с — скорость Ферми для ДЭС в исследуемых образцах. Небольшое смягчение частоты плазмона в эксперименте вызвано эффектами электромагнитного запаздывания [3; 6]. Помимо фундаментальной плазменной моды на рисунке 8.1(b) приведена магнитодисперсия кратной гармоники с $m = \pm 2$ (черные точки). В нулевом магнитном поле она возбуждается на частоте 37.5 ГГц, и её поведение в перпендикулярном магнитном поле также описывается формулой (8.1).

Магнитополевое поведение резонанса AP (красные квадраты на рис. 8.1(b)) обладает рядом уникальных особенностей. Во-первых, у данной моды не наблюдается краевая ветвь в магнитодисперсии, что указывает на то, что у этого плазменного возбуждения отсутствуют узлы электронной плотности вдоль периметра образца ($m = 0$). Во-вторых, её магнитодисперсия не подчиняется формуле (8.1), а описывается зависимостью (красная кривая на рис. 8.1(b))

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \quad (8.2)$$

В-третьих, экспериментальное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле (60.0 ± 0.3) ГГц отлично согласуется с теоретическим предсказанием $f_{1,0} = 58.6$ ГГц (красная стрелка на рис. 8.1(b)) [68]. Таким образом, согласно экспериментальным данным, новая мода отвечает возбуждению «тёмных» осесимметричных магнитоплазменных колебаний с $m = 0$.

Следует заметить, что дипольный момент «тёмных» плазменных мод равен нулю. Вследствие этого возбуждение таких мод в дальнем поле не представляется возможным. Данное обстоятельство много лет препятствовало наблюдению «тёмных» осесимметричных плазменных возбуждений в ДЭС. Поэтому для обнаружения этих мод типично применяются ближнеполевые методики, которые требуют металлического окружения и создаваемого при этом неоднородного

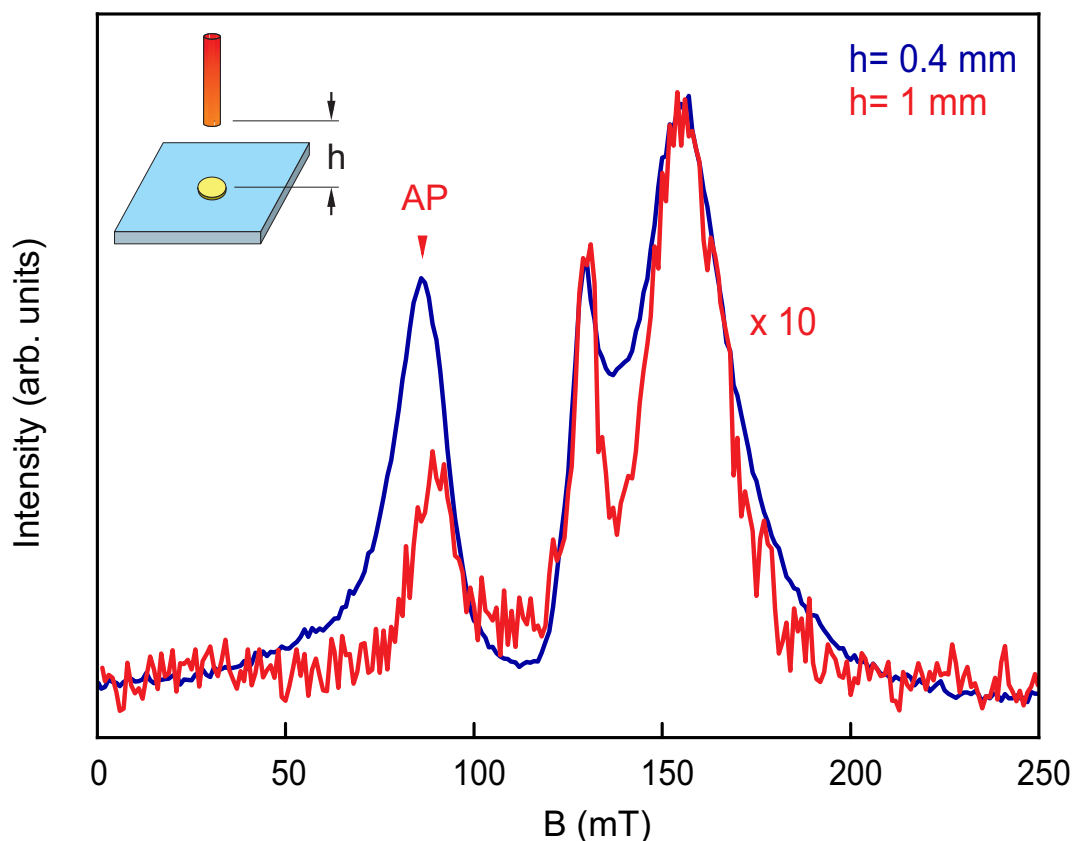


Рисунок 8.2: Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля при частоте микроволнового облучения 70 ГГц для образца с электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Расстояние между образцом и концом световода составляет $h = 0.4 \text{ мм}$ (синяя кривая) и $h = 1 \text{ мм}$ (красная кривая). На вставке приведено изображение схемы эксперимента. Из работы [154].

электромагнитного поля [46; 152]. Обнаружение в настоящих экспериментах осесимметричных плазменных возбуждений в одиночном диске ДЭС представляется удивительным наблюдением. Нами было сделано предположение о том, что в настоящих экспериментах данный тип плазменных колебаний возбуждается в силу того, что оптоволоконно, подводящее излучение лазера к образцу, представляет собой микроантенну, которая разбивает однородную электромагнитную волну в волноводе на неоднородное поле. Для проверки этой гипотезы были проведены эксперименты при различных расстояниях h между поверхностью образца и концом световода (вставка к рис. 8.2). На рисунке 8.2 показаны спектры микроволнового поглощения ДЭС, измеренные при одинаковых условиях СВЧ облучения для $h = 0.4 \text{ мм}$ (синяя кривая) и $h = 1 \text{ мм}$ (красная кривая). Для наглядности кривая поглощения, соответствующая расстоянию $h = 1 \text{ мм}$, была увеличена в 10 раз. Видно, что при удалении лазерного опти-

волокна от образца относительная амплитуда «тёмной» моды AP значительно падает. Это свидетельствует о том, что, действительно, оптическое волокно представляет собой эффективную неинвазивную микроантенну.

8.3 Проявление эффектов запаздывания для «тёмных» плазменных мод в двумерной электронной системе

Поведение «светлых» плазмон-поляритонных возбуждений в условиях сильного запаздывания рассмотрено в Главе 4. Однако, эффекты запаздывания для «тёмных» осесимметричных мод не наблюдались экспериментально вплоть до настоящего времени. В этом разделе мы сообщаем о наблюдении эффектов запаздывания для «тёмных» плазмон-поляритонных мод, о исследовании дисперсии этих мод и их свойств в перпендикулярном магнитном поле [155].

Эксперименты были выполнены на высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с шириной квантовой ямы 20 нм. Концентрация двумерных электронов в различных образцах составляла от $n_s = 2.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $3.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность — $\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при температуре $T = 4.2 \text{ К}$. Образцы представляли собой диски ДЭС с диаметром мезы $d = 0.5, 2$ и 4 мм . Для возбуждения различных мод плазменных колебаний в образце использовалась неинвазивная ближнеполевая методика [154]. Плазменные колебания в диске возбуждались сверхвысокочастотным (СВЧ) излучением в диапазоне частот от 10 до 90 ГГц, которое подводилось к образцу по прямоугольному металлическому волноводу со встроенным оптоволоконным кварцевым световодом с диаметром 0.4 мм. Световод формировал вблизи своего конца локально неоднородное электромагнитное поле, что позволило возбуждать «тёмные» осесимметричные плазменные моды.

На рисунке 8.3 показаны типичные кривые микроволнового поглощения в зависимости от магнитного поля, измеренные при облучении диска диаметром $d = 4 \text{ мм}$ с электронной концентрацией $n_s = 3.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ СВЧ излучением с частотой $f = 22, 31, 37$ и 55 ГГц . Образец представлял собой единичный диск с диаметром $d = 4 \text{ мм}$ и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

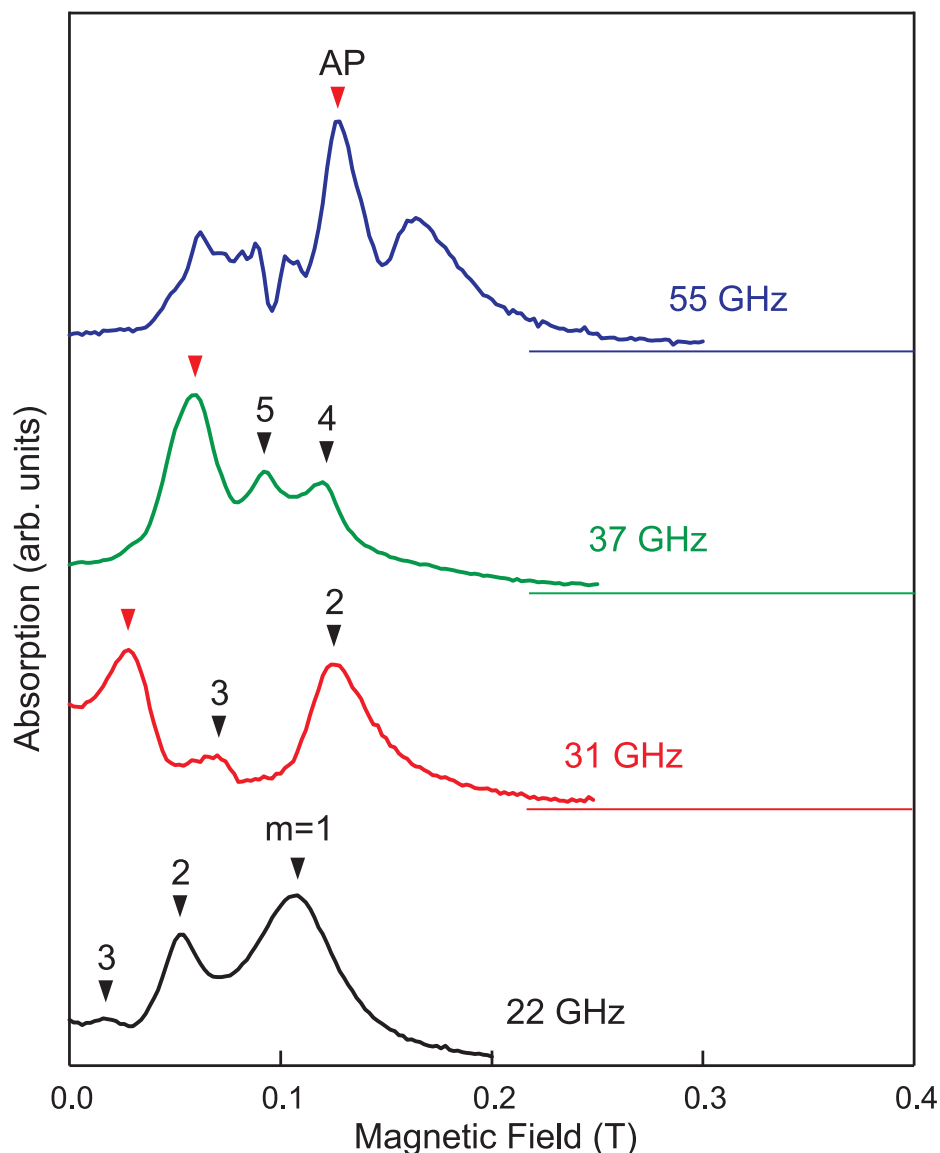


Рисунок 8.3: Спектры интенсивности микроволнового поглощения в зависимости от величины разворачиваемого магнитного поля. Линиями для каждой из кривых указан уровень сигнала без СВЧ облучения. Черными стрелками на рисунке указаны номера «светлых» магнитоплазменных мод, красной стрелкой указано магнитополевое положение «тёмной» осесимметричной плазменной моды AP. Измерения проводились на диске с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Из работы [155].

На кривых (рис. 8.3) наблюдается веер магнитоплазменных мод. Часть из них по магнитному полю находится значительно правее циклотронного резонанса $B_c = 2\pi f m^* c / e$. Это является проявлением электродинамических эффектов запаздывания [6]. Также на большинстве кривых удается выделить ярко выраженный резонанс (AP, axisymmetric plasmon), амплитуда которого значительно превосходит амплитуду смежных резонансов. Далее будет показано, что

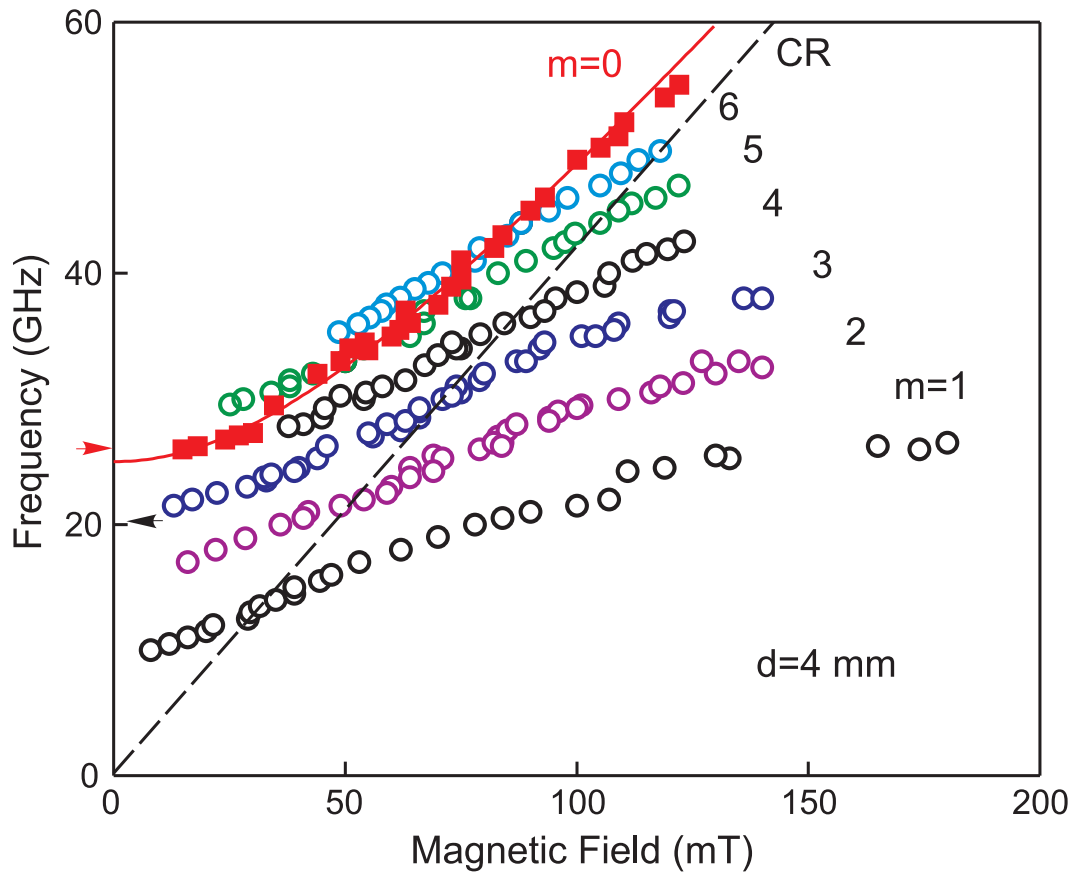


Рисунок 8.4: Магнитодисперсия дипольно активных «светлых» плазменных мод с $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (пустые кружки) и «тёмной» моды с $m = 0$ (красные квадраты). Видно пересечение магнитодисперсий «светлых» и «тёмных» плазмон-поляритонных мод, вызванное радикальным подавлением плазмон-фотонной связи для дипольно не активных «тёмных» плазменных мод. Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу (CR, cyclotron resonance), сплошная красная кривая описывается зависимостью (8.3). Измерения проводились на диске с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из работы [155].

этот резонанс отвечает возбуждению «тёмной» осесимметричной плазменной моды [152; 154].

Для понимания физической природы наблюдаемых резонансов на рисунке 8.4 построена зависимость их частот от величины приложенного магнитного поля. Магнитодисперсия фундаментальной магнитоплазменной моды (пустые кружки $m = 1$) имеет ряд особенностей, характерных для плазменных колебаний в режиме сильного запаздывания. Во-первых, плазменная частота в нулевом магнитном поле $f = 9$ ГГц оказывается значительно меньше, чем предсказываемое в теории значение $f_p = 20.3$ ГГц (черная стрелка на рис. 8.4). Во-вторых, магнитодисперсионная зависимость фундаментальной моды пере-

секает линию, отвечающую циклотронному резонансу (CR) и демонстрирует причудливое зигзагообразное поведение. Это сопровождается наличием веера кратных гармоник с аналогичными свойствами (пустые кружки на рис. 8.4). Такое поведение дипольно активных магнитоплазменных мод свидетельствует о их поляритонной природе как проявлении эффектов запаздывания.

Поведение же «тёмной» осесимметричной моды AP с $m = 0$ (рис. 8.4, красные квадраты) в режиме сильного запаздывания имеет совершенно иной характер. Во-первых, её магнитодисперсия не подвержена заметной гибридизации со светом и описывается стандартной квадратичной зависимостью [41]:

$$\omega^2 = \omega_{\text{AP}}^2 + \omega_c^2 \quad (8.3)$$

Получается забавная ситуация: в силу своей особой симметрии и уникальной магнитодисперсии резонанс AP проходит сквозь гребенки «светлых» плазмон-поляритонных мод, не взаимодействуя и не гибридизуясь с ними. Во-вторых, экспериментальное значение плазменной частоты осесимметричной моды в нулевом магнитном поле (25.0 ± 0.3) ГГц совсем незначительно отличается от теоретического значения $f_{\text{AP}} = 26.6$ ГГц (красная стрелка на рис. 8.4) [68]. Здесь для подсчета теоретической плазменной частоты мы учли, что для осесимметричного плазмона $q = 7.9/d$ [68], а также точное значение эффективной диэлектрической проницаемости окружающей ДЭС среды

$$\varepsilon(q) = \frac{1 + \varepsilon \left(\frac{1 + \varepsilon \tanh qh}{\varepsilon + \tanh qh} \right)}{2} \quad (8.4)$$

для нашей GaAs полупроводниковой подложки $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$, а толщина подложки $h = 0.55$ мм [50]. Таким образом, «тёмные» плазменные моды испытывают очень слабую связь со светом. Это обстоятельство выглядит естественным на фоне того, что эти моды имеют нулевой дипольный момент. Однако, если гибридизация дипольно-активных плазмонов со светом хорошо изучена как экспериментально так и теоретически [6; 52], то проявление эффектов запаздывания для «тёмных» осесимметричных мод остается загадкой.

Для количественного сравнения связи света с различными типами плазменных возбуждений мы построили зависимость $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ от параметра запаз-

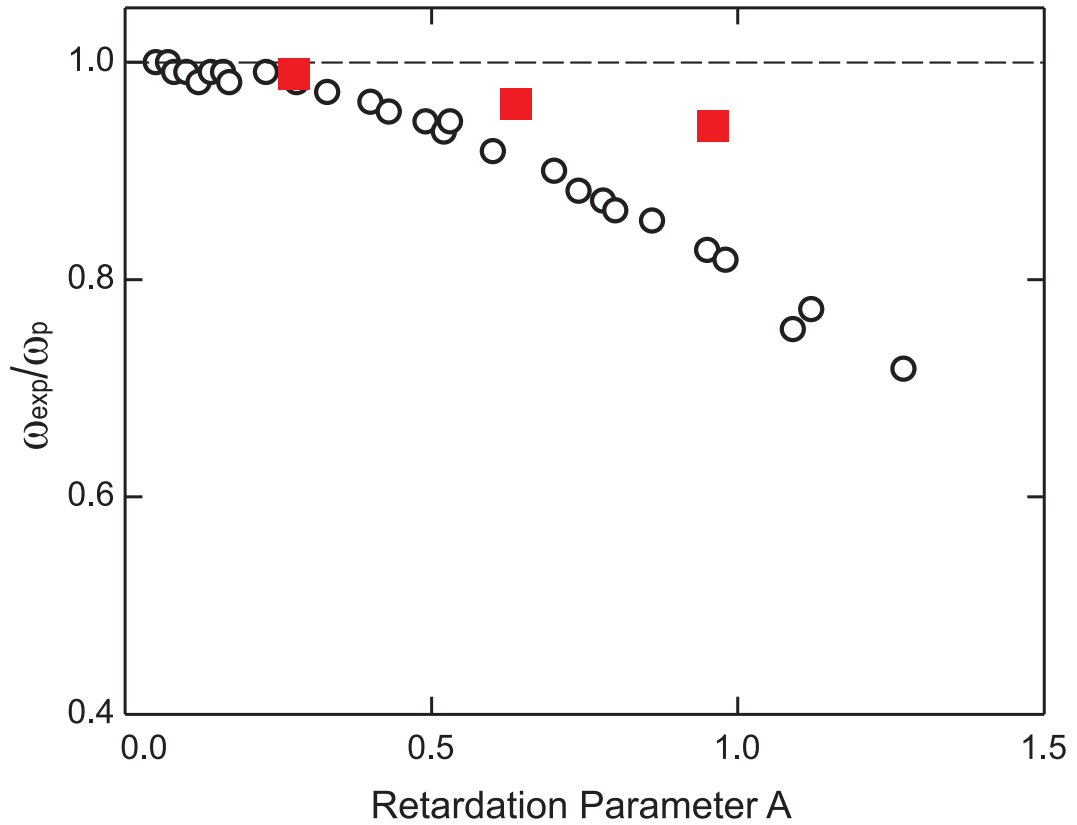


Рисунок 8.5: Нормированная плазменная частота $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ при $B = 0$ Т как функция безразмерного параметра запаздывания $A = \omega_p \sqrt{\epsilon} d / 2.4c$. Экспериментальные данные показанные пустыми кружками отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные точки соответствуют «тёмной» $m = 0$ осесимметричной моде. Из работы [155].

дывания A (рис. 8.5). Здесь ω_p — плазменная частота, вычисленная без учёта эффектов запаздывания. Пустые кружки отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные квадраты соответствуют «тёмной» $m = 0$ осесимметричной моде (для двумерных дисков с диаметром $d = 4, 2$ и 0.5 мм). Обе зависимости стартуют с $\omega_{\text{exp}}/\omega_p = 1$ (штриховая линия) при малых значениях A . Однако ближе к $A = 1$ между модами видна существенная разница — отклонение от квазистатического приближения у «светлой» моды более чем в 3 раза больше чем у «тёмного» плазмон-поляритонного возбуждения.

Глава 9

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах с экранированием

9.1 Введение

В последнее время большой интерес исследователей прикован к изучению плазменных эффектов в полупроводниковых структурах с передним или задним затвором. Такую архитектуру, например, имеют НЕМТ-транзисторы, нашедшие неожиданное применение в области детектирования и генерации терагерцового излучения. Кроме этого, в двумерной электронной системе с передним затвором недавно было обнаружено новое семейство плазменных возбуждений — «проксимити» плазмоны (proximity plasmons) [58—60].

Дисперсия двумерных плазменных возбуждений в нулевом магнитном поле определяется формулой [3]:

$$\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon(q)} q. \quad (9.1)$$

Здесь q — волновой вектор плазменного возбуждения, n_s и $m^* = 0.067m_0$ — плотность и эффективная масса двумерных электронов (m_0 — масса свободного электрона), ε_0 и $\varepsilon(q)$ — электрическая постоянная и эффективная диэлектрическая проницаемость среды, соответственно. В отсутствие экранировки затвором

$\varepsilon(q)$ представляет собой полусумму диэлектрических проницаемостей вакуума и GaAs ($\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$): $\varepsilon(q) = (\varepsilon + 1)/2$. При наличии металлического затвора на расстоянии h под ДЭС эффективная диэлектрическая проницаемость задаётся выражением $\varepsilon(q) = (1 + \varepsilon \coth qh)/2$. Для большинства использовавшихся в экспериментах полупроводниковых гетероструктур выполняется условие $qh \ll 1$. При такой сильной экранировке спектр 2D плазмонов приобретает линейный акустический характер [40]:

$$\omega_{\text{AP}} = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon}} q \quad (qh \ll 1). \quad (9.2)$$

9.2 Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе с сильным экранированием

В настоящем разделе исследуется дисперсия плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с близко расположенным задним затвором. В образцах в форме дисков экспериментально обнаружены как циклотронные, так и краевые экранированные магнитоплазменные возбуждения. Установлено, что магнитополевое поведение обеих мод хорошо согласуется с существующей теорией, описывающей дисперсию экранированных магнитоплазменных возбуждений. Показано, что в сильном магнитном поле дисперсия экранированных магнитоплазменных возбуждений имеет квадратичный характер. Это позволяет поставить в соответствие магнитоплазменной волне квазичастицу с массой, обладающей целым рядом уникальных свойств.

Эксперименты проводились на полупроводниковых гетероструктурах AlGaAs/GaAs высокого качества, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На расстоянии 158 нм от поверхности структуры была выращена GaAs квантовая яма шириной 20 нм. Под квантовой ямой на расстоянии $h = 840$ нм располагался задний затвор, представляющий собой сильно легированный ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) слой n^+ -GaAs шириной 600 нм. Подвижность двумерных электронов в квантовой яме составляла $\mu = 10 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации $n_s = 1.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($T = 4.2 \text{ К}$). Из полупроводниковой структуры методом жидкостного травления изготавливался массив одинаковых дисков ДЭС (встав-

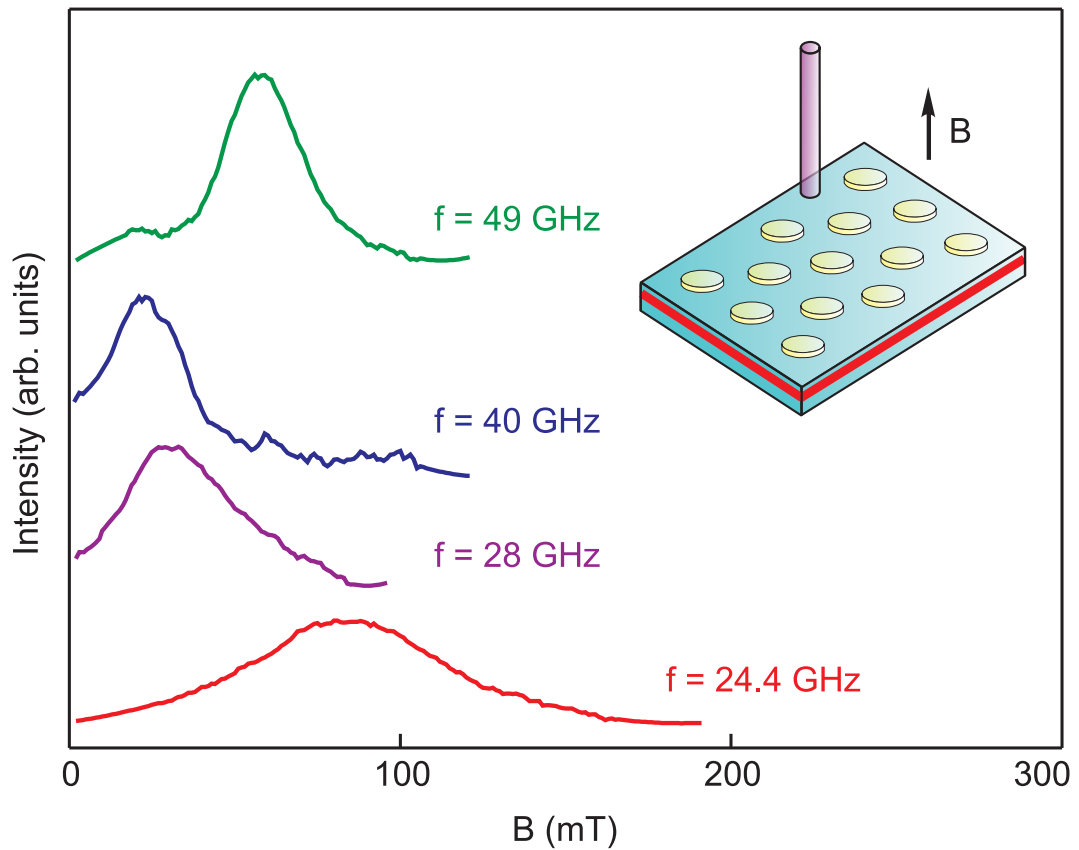


Рисунок 9.1: Типичные магнитопольевые зависимости резонансного поглощения, измеренные для массива дисков диаметром $d = 30$ мкм для различных частот микроволнового возбуждения. Кривые сдвинуты по вертикальной оси для наглядности. Расстояние от ДЭС до затвора, расположенного под квантовой ямой $h = 840$ нм. Концентрация двумерных электронов в ДЭС составляла $n_s = 1.0 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. Вставка показывает схематическое изображение исследуемого образца и его расположение относительно световода. Из работы [99].

ка к рис. 9.1). Было изготовлено два образца с дисками диаметров $d = 30$ мкм и 100 мкм. Диски располагались в вершинах гексагонального массива с расстоянием между центрами дисков $2d$. Образец помещался в прямоугольную волноводную секцию. По волноводу к образцу подводилось микроволновое излучение с частотой в диапазоне 2 – 50 ГГц. Микроволновое излучение возбуждало в дисках плазменные волны. Регистрация плазменных и магнитоплазменных резонансов осуществлялась методом оптического детектирования микроволнового поглощения. В эксперименте измерялся дифференциальный спектр рекомбинационного излучения двумерных электронов в присутствии СВЧ излучения и без него. Затем величина дифференциального сигнала изучалась как функция частоты микроволнового возбуждения и внешнего магнитного поля. Для фотовозбуждения использовался стабилизированный полупроводниковый ла-

зер с длиной волны 780 нм и мощностью 0.1 мВт. Свет от лазера подводился к образцу по оптическому кварцевому световоду, пропущенному внутрь волноводной секции (вставка к рис. 9.1). Тем же световодом осуществлялся сбор сигнала фотолюминесценции двумерных электронов, спектр которого затем регистрировался с помощью двойного спектрометра с CCD камерой. Образец был погружен в гелиевый криостат со сверхпроводящим магнитом. Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2$ К.

На рисунке 9.1 показаны типичные кривые резонансного микроволнового поглощения для массива дисков, имеющих диаметр $d = 30$ мкм. На частотах менее $f = 35$ ГГц наблюдаемый магнитоплазменный резонанс с уменьшением частоты смещается в область больших магнитных полей, в то же время в области частот выше 35 ГГц резонанс демонстрирует обратное качественное поведение, смещаясь в область больших магнитных полей с увеличением частоты. Зависимость резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения для данного образца изображена на рисунке 9.2. Магнитодисперсия плазменного возбуждения состоит из двух ветвей. Верхняя ветвь обладает положительной магнитодисперсией и отвечает циклотронного магнитоплазменному возбуждению с частотой, асимптотически стремящейся к циклотронной (пунктирная линия на рис. 9.2) в пределе больших магнитных полей. Нижняя же ветвь обладает отрицательной магнитодисперсией, что указывает на краевую магнитоплазменную природу исследуемого резонанса и соответствует первому экспериментальному наблюдению экранированной КМП моды. Также на рисунке 2 показана магнитодисперсия циклотронной магнитоплазменной моды для образца с диаметром дисков $d = 100$ мкм. Концентрация двумерных электронов в исследуемой структуре составляла $n_s = 1.0 \times 10^{11}$ см⁻². Экстраполируя магнитодисперсионную зависимость, удается определить частоту плазмона в нулевом магнитном поле $f_p(d = 100 \text{ мкм}) = 10$ ГГц.

Существует несколько теорий, описывающих поведение магнитоплазменных возбуждений в экранированных двумерных системах [44; 50; 68]. В наших экспериментах магнитодисперсия верхней и нижней экранированных плазменных мод наилучшим образом описываются следующим выражением (сплошные

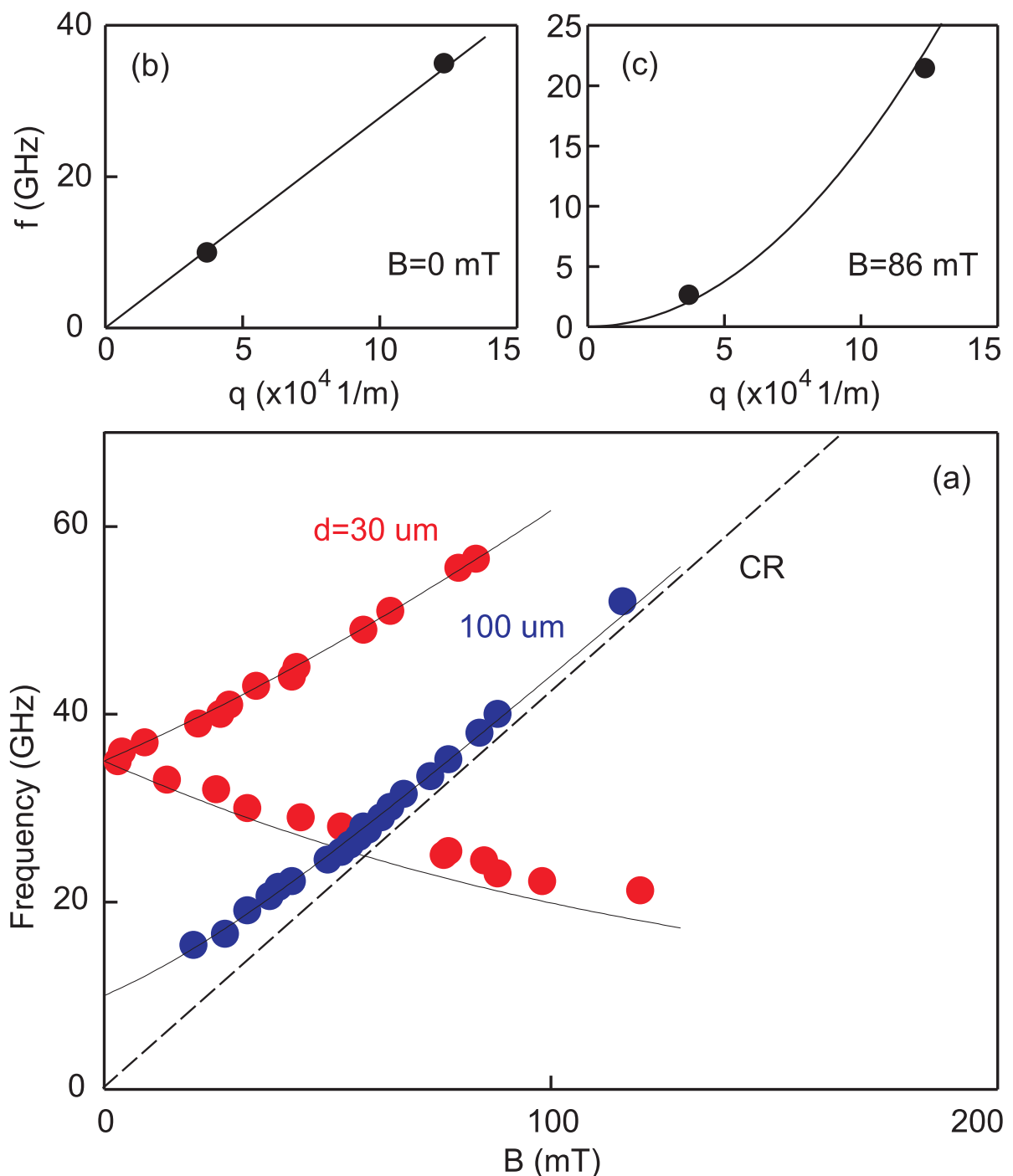


Рисунок 9.2: (а) Магнитодисперсия циклотронной и краевой магнитоплазменных мод в дисках ДЭС различного диаметра ($d = 30$ мкм и 100 мкм) с сильным экранированием. Сплошными линиями показаны теоретические кривые, полученные согласно (9.3). Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу. (б) Зависимость плазменной частоты от волнового вектора $q = 3.7/d$ в нулевом магнитном поле. Зависимость носит линейный характер, что подтверждает то, что электрическое поле исследуемых плазменных волн сильно экранируется зарядами в заднем затворе. (с) Зависимость плазменной частоты от волнового вектора q в магнитном поле $B = 86$ мТл. Из работы [99].

линии на рис. 9.2) [44]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{\text{CR}}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{\text{CR}}}{2}\right)^2}, \quad (9.3)$$

где $\omega_{\text{CR}} = eB/m^*c$ — циклотронная частота, ω_p — частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая определяется формулой (9.2). Результаты численного моделирования поведения плазменных волн для экранированного ДЭС в форме дисков предсказывают эффективный волновой вектор $q = 3.7/d$ [68]. Следует заметить, что эта величина отличается от волнового вектора плазмона в неэкранированном случае $q = 2.4/d$ [6].

На рисунке 9.2(b) показана измеренная зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от волнового вектора $q = 3.7/d$. Зависимость носит линейный характер, что характерно именно для плазменных возбуждений в сильно экранированных двумерных электронных системах. Сплошная линия на рисунке показывает теоретическое предсказание для дисперсии экранированного плазмона согласно формуле (9.2) [40].

Следует заметить, что согласно нашим экспериментам и выражению (9.3) частота циклотронной магнитоплазменной моды в пределе $\omega_{\text{CR}} \gg \omega_p$ описывается выражением $\omega_+ = \omega_{\text{CR}} + \omega_p^2/\omega_{\text{CR}}$. Подставляя сюда частоту экранированного плазмона ω_p из формулы (9.2), находим:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_+ &= \hbar\omega_{\text{CR}} + \hbar \frac{n_s e h}{\varepsilon_0 \varepsilon B} q^2 = \hbar\omega_{\text{CR}} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m_p}, \\ m_p &= \frac{\hbar \varepsilon_0 \varepsilon}{2n_s e h} B. \end{aligned}$$

Из этого выражения следует, что зависимость энергии от волнового вектора для объёмного экранированного магнитоплазмона имеет щель ω_{CR} и носит квадратичный характер. Следовательно, экранированному КМП можно поставить в соответствие квазичастицу с массой m_p . Масса такой квазичастицы может легко перестраиваться в широких пределах путем изменения внешнего магнитного поля. Для примера, на рисунке 9.2(c) показана измеренная в наших экспериментах зависимость разностной частоты $(f - f_{\text{CR}})$ от волнового вектора плазмона q в магнитном поле $B = 86$ мТл. На том же рисунке сплош-

ной линией показана аппроксимация экспериментальных данных квадратичной функцией. Извлеченное из этой аппроксимации значение для массы плазмонной квазичастицы составляет $m_p = 1.2 \times 10^{-5} m_0$. Поскольку плазменные возбуждения подчиняются бозевской статистике, то столь малая масса делает новую квазичастицу привлекательным кандидатом для изучения различных эффектов Бозе-Эйнштейновской конденсации.

Таким образом, в настоящем разделе исследованы дисперсия магнитоплазменных и плазменных возбуждений в сильно экранированных двумерных электронных системах с близко расположенным задним затвором. В образцах с формой дисков впервые наряду с циклотронной магнитоплазменной модой наблюдалась краевое магнитоплазменное (КМП) возбуждение. Установлено, что магнитополевое поведение обеих мод хорошо согласуется с теорией, предложенной для описания магнитоплазменных возбуждений в дипольном приближении [44]. Показано, что в сильном магнитном поле дисперсия экранированной циклотронной моды имеет квадратичный характер. Это позволяет поставить в соответствие магнитоплазменной волне квазичастицу с массой, обладающей целым рядом уникальных свойств.

9.3 Плазмонный интерферометр для спектроскопии микроволнового излучения

Интерференционные эксперименты показали, что когерентность 2D плазменных волн в AlGaAs/GaAs гетероструктурах может сохраняться на расстояниях более миллиметра. Поэтому на базе полупроводниковой микроструктуры можно реализовать плазмонный интерферометр. Значительным преимуществом плазмонных интерферометрических схем является возможность контролируемой перестройки скорости плазменных волн путем изменения электронной плотности или приложения внешнего магнитного поля. Таким образом получается построить интерферометр-на-чипе без подвижных механических частей. Первый пример плазмонного интерферометра был продемонстрирован на краевых магнитоплазменных волнах при развороте внешнего магнитного поля [66; 156]. Изменение магнитного поля приводило к периодической кон-

структивной интерференции КМП волн, что выражалось в B -периодических колебаниях фотонапряжения. Авторами было продемонстрировано, что обнаруженный эффект может использоваться для детектирования и спектроскопии терагерцового излучения.

В настоящем разделе мы разработали и исследовали плазмонный интерферометр в $B = 0$ Т, когда скорость плазменных волн перестраивается путем изменения электронной плотности. При этом электронная плотность в ДЭС изменялась посредством n^+ GaAs заднего затвора изготовленного на стадии эпитаксиального роста гетероструктуры на расстоянии $h = 765$ нм от квантовой ямы. Сама же 18 нм квантовая яма располагалась на расстоянии 135 нм от поверхности кристалла. На вставке к рисунку 9.3 показано схематическое изображение исследуемой микроструктуры. Образец состоял из центральной прямоугольной части ДЭС с шириной 100 мкм, покрытой металлическим затвором, которая заканчивалась с каждой из сторон омическим контактом — стоком и истоком. От центральной мезы отходили четыре лапки с длиной $l = 0.4$ мм и шириной $W = 50$ мкм. Каждая из лапок заканчивалась своим контактом. Расстояние между соседними лапками составляло 0.5 мм. Электронная плотность в исследуемой структуре изменялась в диапазоне $n_s = (0.5 - 2.8) \times 10^{11}$ см $^{-2}$, при этом электронная подвижность составляла $\mu = (1 - 5) \times 10^6$ см 2 /В·с. Образец располагался в геометрии Фарадея на конце прямоугольного СВЧ волновода с сечением 19.0×9.5 мм 2 (WG 17). Для возбуждения плазменных волн использовалось микроволновое излучение в частотном диапазоне от 13 до 70 ГГц с типичной мощностью от 0.1 до 10 мВт. Микроволновое излучение падающее на структуру индуцировало сигнал фотонапряжения на каждом из контактов. Для подавления шумов, в наших экспериментах мы использовали методику синхронного детектирования фото-ЭДС. Для этого на верхний затвор подавалось переменное напряжение с амплитудой 0.1 В на частоте 0.4 кГц. Сигнал фотонапряжения измерялся на каждом из контактов лапок на той же частоте при помощи синхронного детектора (lock-in amplifier). Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2$ К.

На рисунке 9.3 приведены типичные кривые фотонапряжения в зависимости от электронной концентрации на различных частотах СВЧ облучения в нулевом магнитном поле. Схема эксперимента показана на вставке к рисунку.

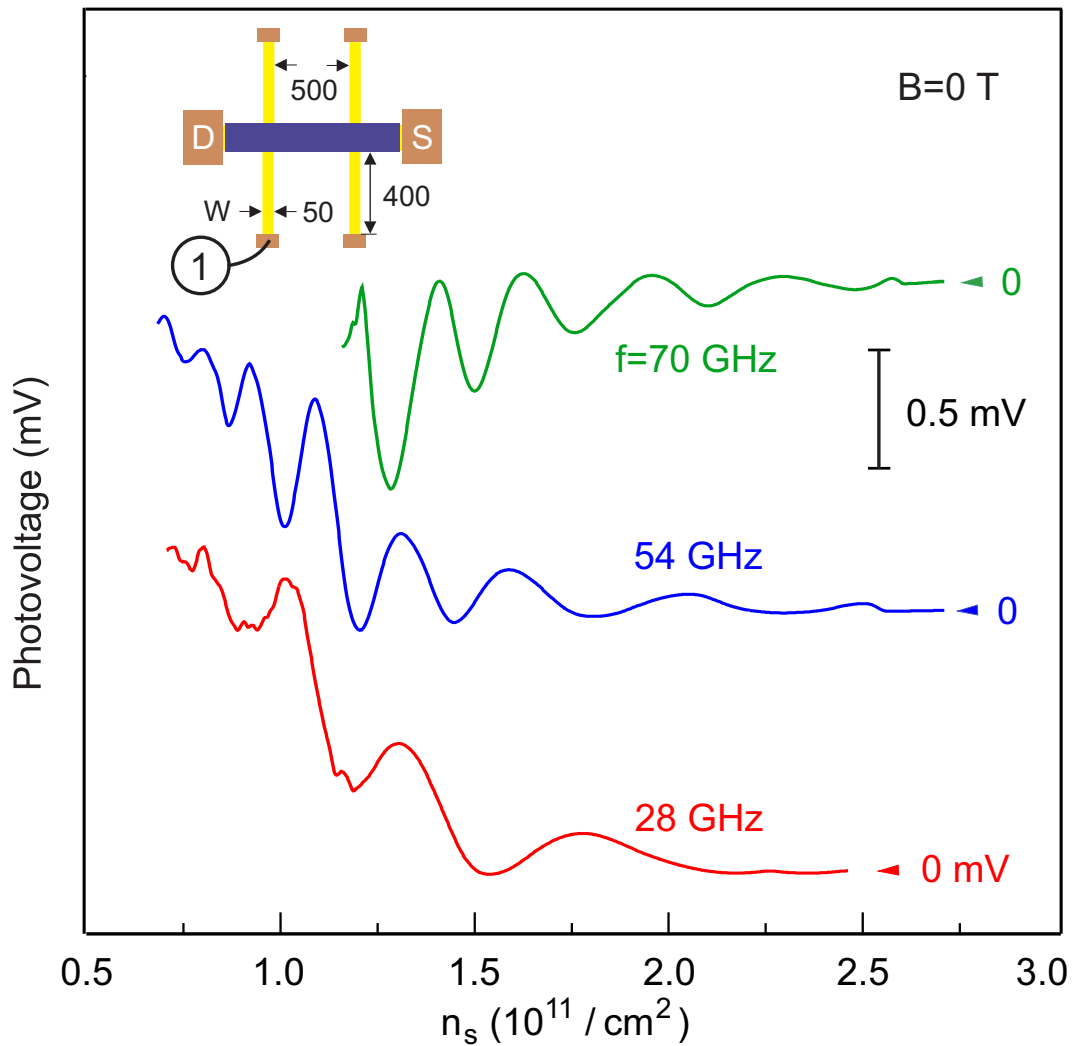


Рисунок 9.3: Сигнал фото-ЭДС в зависимости от электронной плотности при микроволновом облучении на частоте 28, 54 и 70 ГГц. Стрелки указывают уровень сигнала без СВЧ облучения. Для ясности восприятия, кривые смещены вдоль оси ординат. На вставке схематично показана исследуемая структура интерферометра. Все размеры указаны в микронах. Из работы [157].

Фото-ЭДС измерялся между контактом одной из лапок (обозначенной как 1) и заземленным контактом стока (обозначенным как D). Для ясности, кривые фотонапряжения смещены по вертикали. Стрелки на рисунке 9.3 указывают нулевой уровень сигнала, когда на образец не попадает микроволновое излучение. На каждой кривой наблюдается серия резонансов. Как мы покажем ниже, максимумы фото-ЭДС соответствуют конструктивной интерференции экранированных 2D плазменных волн с волновым вектором $q = m\pi/l$ ($m = 1, 3, \dots$) на длине лапки. В рассматриваемом плазмонном резонаторе возбуждаются плазменные моды только с нечетным m в силу пространственной однородности электромагнитного поля падающей СВЧ волны. С двух концов лапки в форме по-

лоски ДЭС были реализованы разные граничные условия для переменного потенциала плазменной волны. С одного конца — это омический контакт, с другой стороны — частично обедненная верхним затвором область ДЭС. Переменный потенциал плазменной волны выпрямляется на скачке электронной плотности вблизи границы верхнего затвора в измеряемый сигнал фото-ЭДС.

Чтобы прояснить физическую природу наблюдаемых плазменных мод, эксперимент на рисунке 9.3 был повторен для большой серии микроволновых частот. Электронные 2D плотности при которых наблюдается резонанс в фото-ЭДС отложен на рисунке 9.4(a) как функция частоты СВЧ-излучения. Данные ложатся на одиннадцать кривых, хорошо согласующихся с дисперсионным законом для экранированных плазмонов [40]

$$\omega_{AP} = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon}} q, \quad (9.4)$$

где волновой вектор вдоль полоски ДЭС $q = m\pi/l$ ($m = 1, 3, \dots$), а $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$. Для явного установления дисперсии наблюдаемых плазменных мод, мы взяли фиксированное значение электронной плотности $n_s = 1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и определили частоты плазменных мод. Далее мы построили зависимость этих частот от волнового вектора $q = m\pi/l$ (рис. 9.4(b)). Зависимость получилась линейной, причём начальный номер моды $m = 7$ выбирался из соображений, чтобы линейная дисперсионная зависимость прошла через ноль. Таким образом, мы смогли обнаружить интерференцию плазменных волн с порядком от $m = 7$ до 27. Перестройка скорости плазменных волн была реализована посредством заднего затвора, который одновременно с этим сильно модифицировал дисперсию 2D плазмонов с корневого закона $\omega_p \propto \sqrt{q}$ (9.1) на линейный закон $\omega_{AP} \propto q$ (9.4).

Осцилляции фото-ЭДС на рисунке 9.3 сильно зависят от частоты СВЧ облучения. Таким образом, исследуемый прибор может использоваться как «спектрометр-на-чипе». Действительно, на рисунке 9.5 показаны значения $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах сигнала фото-ЭДС как функция номера моды m . На рисунке также отложены минимумы в фото-ЭДС. Им присвоены четные номера m . В предложенных осях экстремумы в фотонапряжении следуют эквидистантно, что согласуется с формулой (9.4). Периодичность экстремумов $\Delta(1/\sqrt{n_s})$

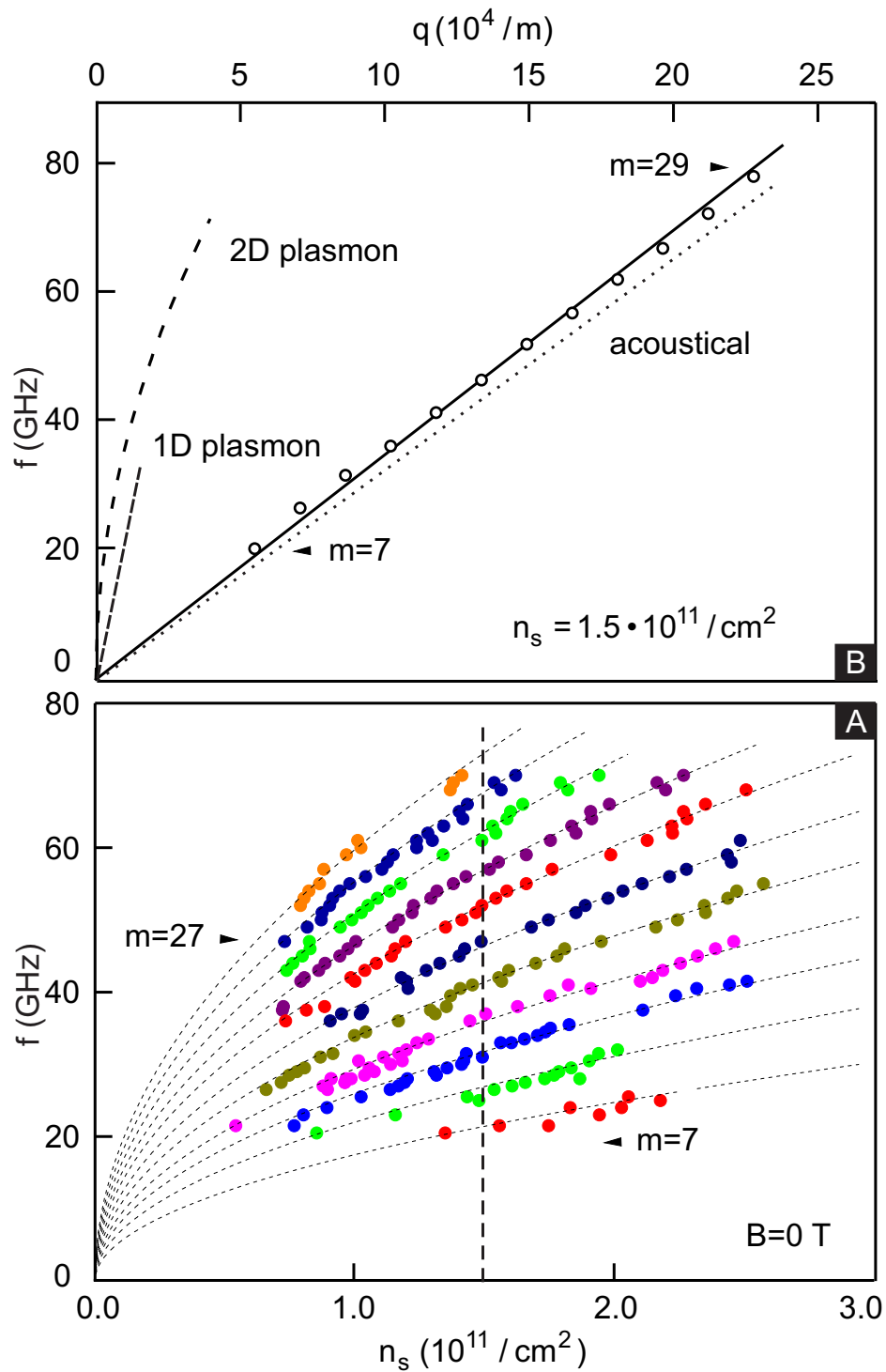


Рисунок 9.4: (а) Зависимость $f(n_s)$ для плазменных резонансов в фото-ЭДС. Разными цветами отмечены плазменные моды с различными волновыми векторами $q = m\pi/l$ ($m = 7, 9, \dots, 27$) вдоль длины l полоски ДЭС между омическим контактом 1 и верхним затвором. Всего нами было обнаружено и изучено одиннадцать мод. (б) Дисперсия плазменного возбуждения в исследуемой структуре. Пунктирная линия показывает теоретическое предсказание (9.4). Для сравнения на той же картинке приведены дисперсии одномерного (1D plasmon) и двумерного (2D plasmon) плазмонов, вычисленные для той же геометрии плазмонного резонатора, но без заднего управляющего затвора. Из работы [157].

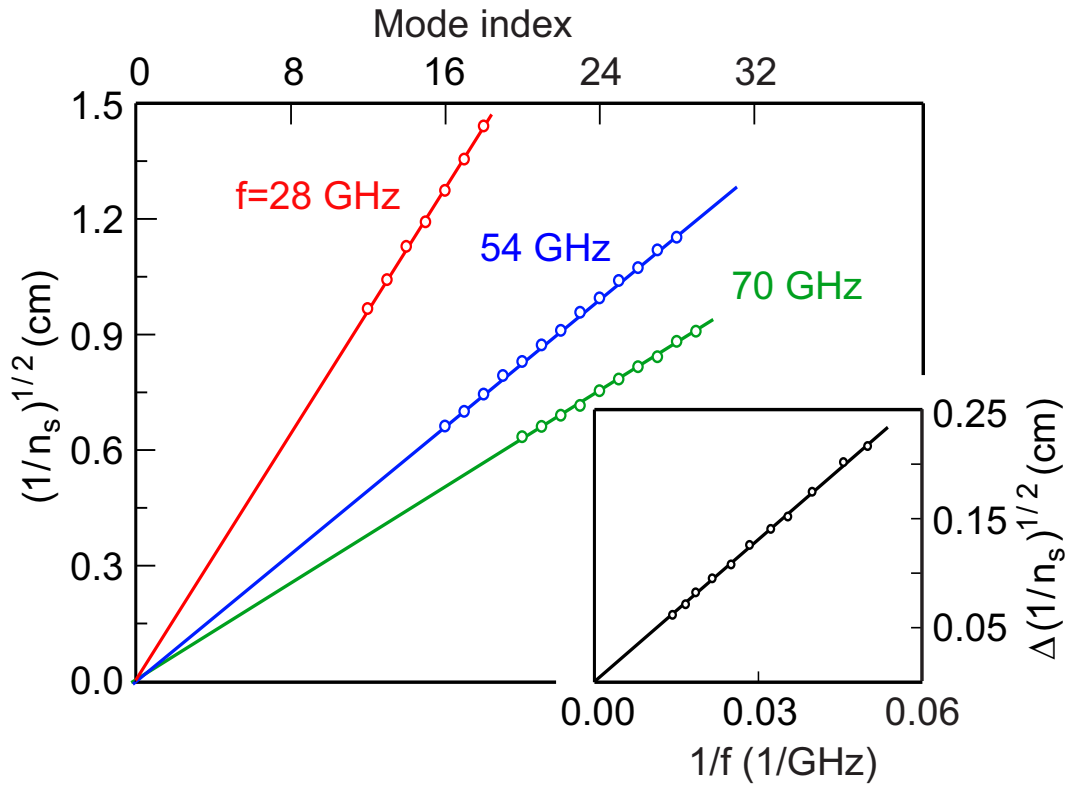


Рисунок 9.5: Значения $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах сигнала фото-ЭДС как функция номера плазменной моды m на различных частотах микроволнового облучения. На рисунке также отложены минимумы в фото-ЭДС. Им присвоены четные номера m . На вставке показана зависимость $1/\sqrt{n_s}$ периодичности от частоты СВЧ. Из работы [157].

пропорциональна обратной величине частоты микроволнового излучения $1/f$ (вставка к рис. 9.5). Таким образом, преобразование Фурье измеряемого сигнала фото-ЭДС напрямую дает спектр электромагнитного излучения падающего на образец.

9.4 Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе при боковом экранировании металлическим затвором

Практическое применение плазменных возбуждений в электронных устройствах обусловлено с одной стороны значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с предельной дрейфовой скоростью электронов, а с другой стороны возможностью управлять скоростью плазмона

путем подачи напряжения на контролирующие электроды — затворы и контактов. Влияние металлических затворов, расположенных над электронным каналом, на дисперсию двумерных плазменных волн было подробно изучено в первом разделе настоящей главы. Вместе с тем влияние латеральных (боковых) металлических затворов на спектр плазменных возбуждений до настоящего времени экспериментально не исследовалось.

Теоретическое рассмотрение плазменных возбуждений в бесконечной полоске ДЭС, расположенной между двумя металлическими контактами было проведено в работах [158—161]. В работах [158; 159] было теоретически изучено влияние боковых контактов на дисперсию и затухание плазменных волн в структуре с геометрией щелевого диода (slot diode). Было установлено, что заряды, индуцированные в контактах, существенно экранируют плазменные колебания, что приводит к существенному уменьшению плазменной частоты. В зависимости от соотношения проводимостей контактов и двумерной электронной системы «смягчение» частоты может составлять до 35 процентов. К аналогичному выводу приходят авторы работ [160; 161], правда, получившие несколько больший коэффициент «смягчения» для плазменной частоты. Также следует особо отметить недавнюю теоретическую работу [162], где исследовалась дисперсия магнитоплазменных и плазменных возбуждений в двумерных электронных системах, край которых задаётся с помощью металлического затвора и приложенного к нему напряжения. Авторы обнаружили значительное (до 2.2 раз) 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.

В настоящем разделе представлены результаты исследования плазменных возбуждений в двумерной электронной системе, покрытой затвором с круглым отверстием различного диаметра. Установлено, что резонансная частота размерных плазменных колебаний в электронной системе, латерально ограниченной металлом, существенно уменьшается за счет периметрического экранирования электронами затвора. Эксперименты проводились на структурах, представляющих собой одиночную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 50 нм,

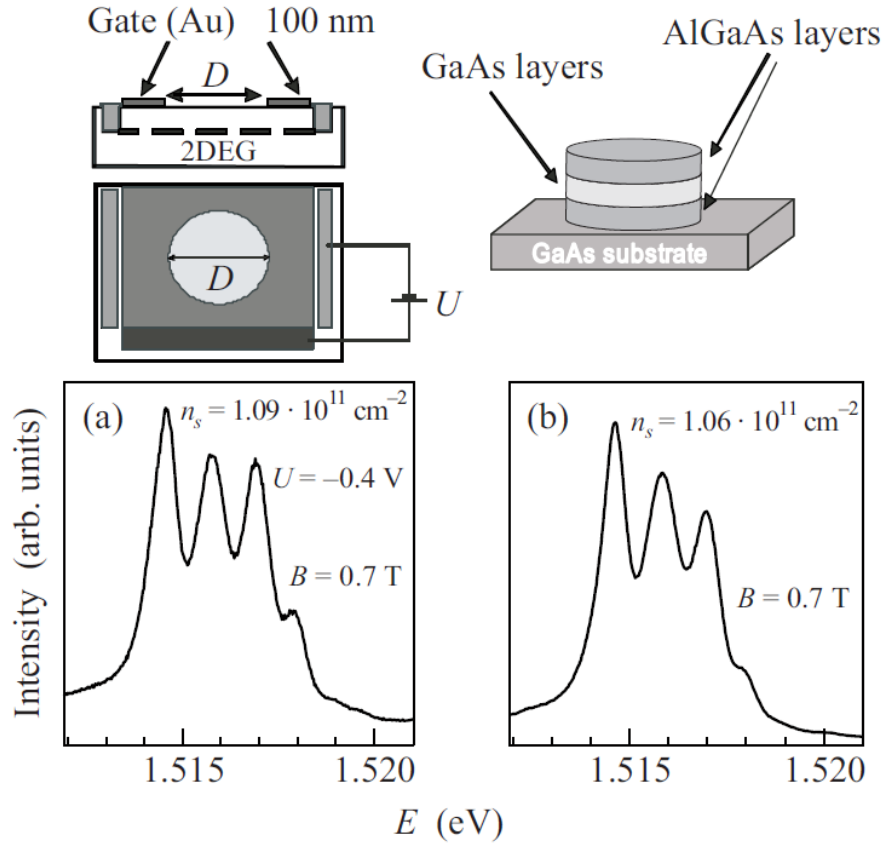


Рисунок 9.6: Геометрия структуры использовавшейся в эксперименте. (а) Спектр люминесценции от структуры покрытой затвором с круглым отверстием диаметром $d = 1$ мм. Магнитное поле $B = 0.7$ Тл. (б) Спектр люминесценции от мезы в форме диска того же диаметра. Меза была вытравлена при помощи жидкостного травления. Из работы [163].

расположенную на расстоянии 310 нм от поверхности кристалла. Подвижность двумерных электронов в квантовой яме составляла $\mu = 4 \times 10^6$ см²/В·с при концентрации $n_s = 1.0 \times 10^{11}$ см⁻² ($T = 4.2$ К). Методом оптической фотолитографии на структурах были изготовлены мезы в форме прямоугольников, покрытые металлическим затвором с круглым отверстием различного диаметра $d = 1.0, 0.6, 0.4$ и 0.2 мм для различных структур (рис. 9.6). Образцы имели контакты как к металлическому затвору, так и к двумерному электронному каналу. Путем подачи отрицательного напряжения на затвор можно было уменьшать концентрация электронов под затвором. В наших экспериментах на затвор подавалось отрицательное напряжение $U_g = -0.4$ В, при котором область под затвором заведомо обеднялась до $n_s \approx 0$. Таким образом, окончательный профиль электронной плотности ДЭС представлял собой диск с диаметром, равным диаметру отверстия в затворе. Для сравнения нами также исследовались

плазменные возбуждения в микроструктурах, вытравленных в виде дисков тех же размеров, что и отверстия в затворах. Вытравленные диски были периметрически экранированы затвором той же формы, что и в первом случае (рис. 9.6). Концентрация двумерных электронов контролировалась путем измерения рекомбинационного излучения от ДЭС в квантующем магнитном поле, когда в спектрах магнитолюминесценции надежно разрешаются уровни Ландау. Эти измерения позволили нам надежно определять фактор заполнения в заданном магнитном поле, а из этого концентрацию двумерных электронов. На рисунке 9.6 представлены характерные спектры фотолуминесценции, измеренные на структурах двух типов. Можно констатировать практически полное совпадение плотности двумерных электронов для обоих изученных случаев. стоячие плазменные волны исследовались методом оптического детектирования. СВЧ излучение в частотном диапазоне от 5 до 40 ГГц подводилось к образцу по прямоугольному волноводу. Образец находился при температуре $T = 4.2$ К.

На рисунке 9.7 показана магнитодисперсия наблюдаемых плазменных резонансов (пустые точки). Измерения проводились на образце, покрытом затвором с отверстием диаметром $d = 1$ мм. Части ДЭС под затвором были обеднены путем подачи на затвор отрицательного относительно двумерного канала напряжения $U_g = -0.4$ В. Для сравнения на том же рисунке представлена магнитополевая зависимость, полученная для образца с одиночным диском того же диаметра $d = 1$ мм, но без металлизации (затворов или контактов). Для обеих структур наблюдаются две ветви — циклотронная и краевая магнито-плазменные моды, неоднократно рассмотренные ранее. Наиболее существенным отличием образцов с металлическим затвором по сравнению с одиночным диском является то, что при одинаковом диаметре и практически совпадающих плотностях двумерных электронов плазменная частота в геометрии с затвором оказывается заметно меньше, чем в одиночном диске без металлизации. Коэффициент «смягчения» для отверстий с диаметром $d = 1$ мм оказался равным $\omega_p/\omega_{pe} = 1.49 \pm 0.07$, где ω_p — фундаментальная плазменная частота в одиночном диске без металлизации, ω_{pe} — плазменная частота в диске ДЭС с латеральным экранированием от затвора.

Аналогичное уменьшение плазменной частоты при боковом экранировании наблюдается также для структур с меньшим диаметром отверстия в металли-

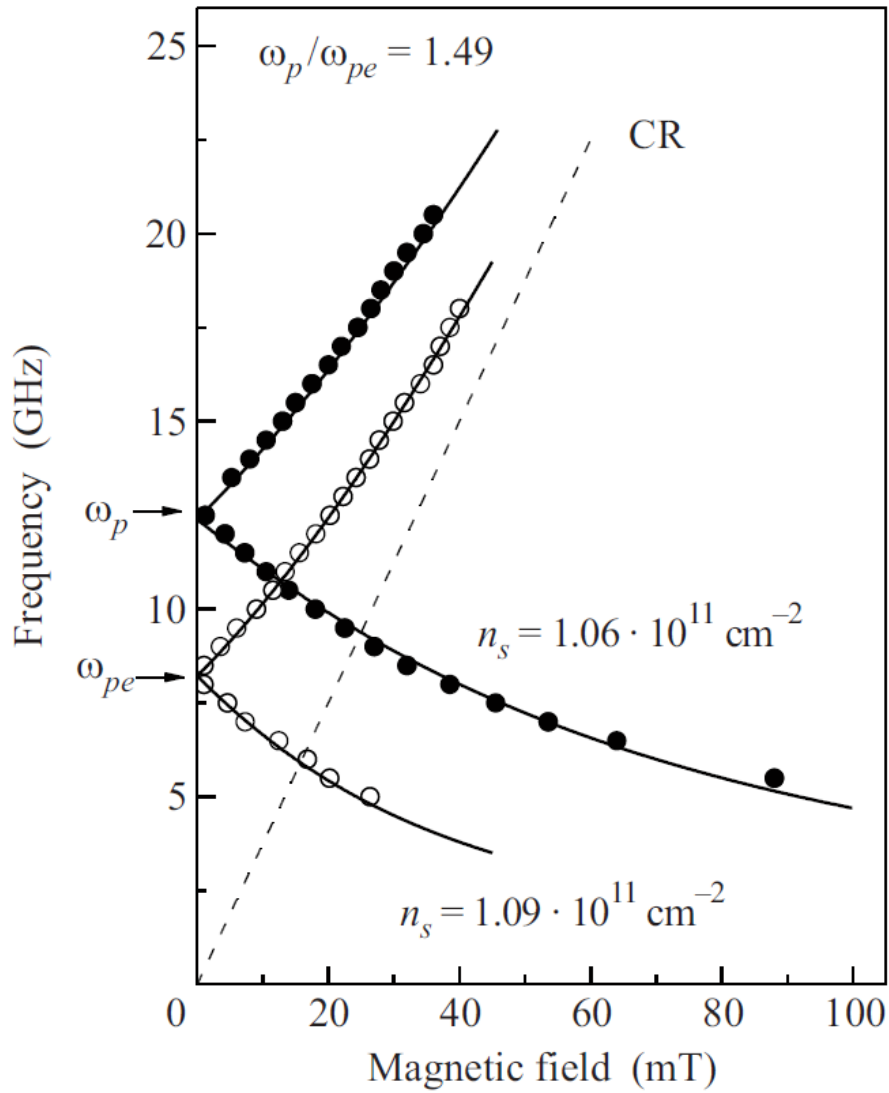


Рисунок 9.7: Зависимости резонансной частоты плазменного резонанса от магнитного поля, измеренные для структуры, покрытой металлическим затвором с отверстием диаметра $d = 1$ мм (\circ) и для одиночного диска такого же диаметра без металлизации (\bullet). Стрелками показаны значения плазменных частот в нулевом магнитном поле. Сплошными линиями показаны результаты расчётов, выполненных по формуле (9.3). Пунктирной линией показана зависимость циклотронной частоты $\omega_c = eB/m^*c$ от магнитного поля. Из работы [163].

ческом затворе, с той разницей, что коэффициент «смягчения» растёт по мере уменьшения диаметра отверстия. Нами были проведены дополнительные эксперименты на структурах с металлическим затвором и диаметром отверстий $d = 0.6, 0.4$ и 0.2 мм. Магнитопольные зависимости резонансных плазменных частот для первых двух структур представлены на рисунке 9.8. Там же стрелками показаны значения плазменных частот для одиночных дисков ДЭС без металлизации вытравленных из шайбы методом жидкостного травления. Пове-

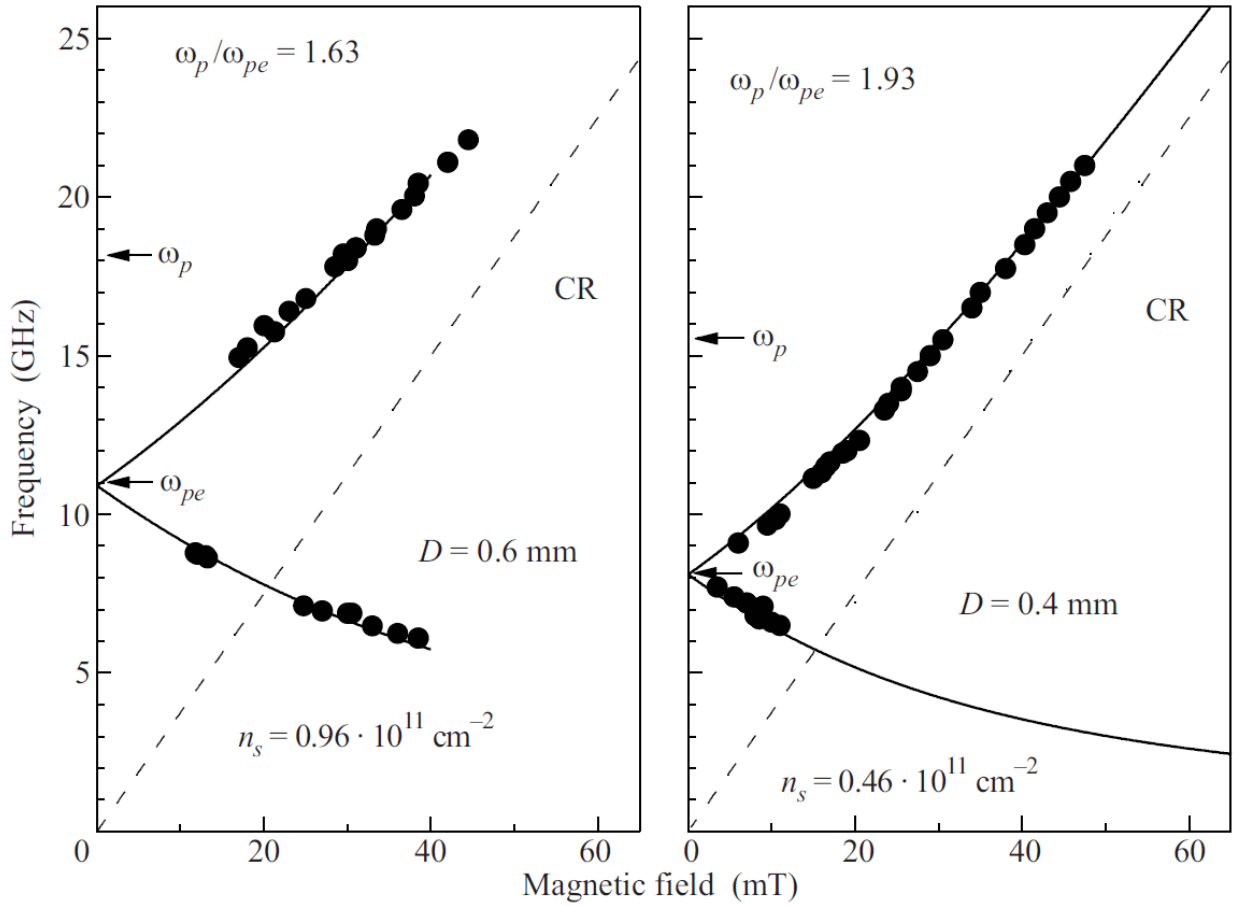


Рисунок 9.8: Зависимости резонансной частоты плазменного резонанса от магнитного поля, измеренные для структуры, покрытой металлическим затвором с отверстием диаметра $d = 0.6$ мм, $n_s = 0.96 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (а) и $d = 0.4$ мм, $n_s = 0.46 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (б). Стрелками обозначены положения плазменных резонансов в нулевом магнитном поле для неэкранированного, ω_p , и экранированного, ω_{pe} , случаев. Пунктирной линией показана зависимость циклотронной частоты $\omega_c = eB/m^*c$ от магнитного поля. Из работы [163].

дение обеих ветвей магнитоплазменных резонансов в структурах с затвором и меньшим диаметром отверстия также хорошо описывается формулой 9.3. Коэффициент «смягчения» для дисков с диаметром $d = 0.6$ мм и 0.4 мм оказался равным (1.68 ± 0.07) и (1.93 ± 0.08) , соответственно.

Волновой вектор плазменного возбуждения в диске ДЭС с диаметром d определяется выражением $q = 2.4/d$ [6]. Зависимость плазменной частоты в случае одиночного диска оказывается пропорциональна квадратному корню из волнового вектора $\omega_p \propto \sqrt{q}$ (согласно формуле (9.1)). Результирующая зависимость коэффициента «смягчения» от волнового вектора двумерного плазмона q изображена на рисунке 9.9. На этом же рисунке штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчётов, выполненных в работах [158; 160], в

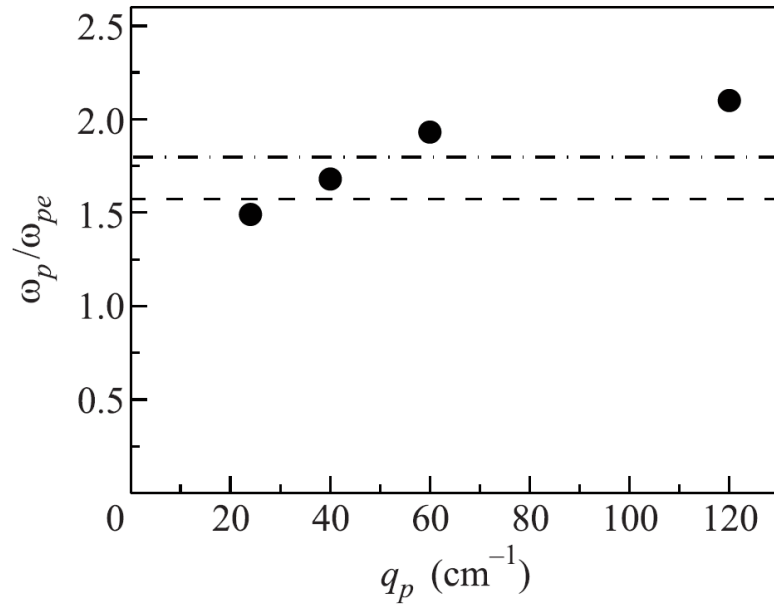


Рисунок 9.9: Зависимость коэффициента «смягчения» плазменной частоты ω_p/ω_{pe} в случае латерального экранирования металлическим затвором от волнового вектора плазмона q . Штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчётов, выполненных в работах [158; 160], соответственно. Из работы [163].

которых определялось «смягчение» плазменной моды в полосках ДЭС, расположенных между двумя контактами. Видно, что несмотря на то, что величина наблюдаемого «смягчения» качественно согласуется с результатами теоретических работ, в эксперименте наблюдается заметное увеличение коэффициента «смягчения» по мере роста волнового вектора плазмона q . Таким образом, частота латерально экранированных плазмонов оказывается не пропорциональна \sqrt{q} , что свидетельствует об отличии закона дисперсии латерально экранированных плазменных волн от корневого закона.

Качественно обнаруженное смягчение частоты плазменных колебаний в структурах, латерально экранированных металлическим затвором можно объяснить следующим образом. Плазменные колебания представляют собой колебания плотности заряда в диске ДЭС. Наличие металлического затвора приводит к появлению в металле индуцированных зарядов противоположного знака, которые эффективно уменьшают кулоновское взаимодействие в двумерной плазме, что проявляется в эксперименте как уменьшение резонансных частот размерных плазменных колебаний. Различие между наблюдаемыми в экспери-

менте зависимостями величины смягчения и теоретическими предсказаниям, судя по всему, является следствием электродинамических эффектов [162].

Таким образом, в настоящем разделе мы приводим результаты исследования магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронных структурах, ограниченных в плоскости металлическим затвором. Показано, что наличие металлического затвора приводит к существенному уменьшению частоты плазменных резонансов. Важным наблюдением оказалось то, что на эксперименте наблюдается увеличение коэффициента «смягчения» при уменьшении диаметра отверстия и, соответственно, росте волнового вектора плазмона. Наблюдаемое увеличение фактора «смягчения» свидетельствует о важности эффектов латерального электродинамического экранирования 2D плазмонов боковыми металлическими электродами.

Заключение

Последние годы развития физики низкоразмерных систем можно охарактеризовать как своеобразный ренессанс тематики 50-летней давности, связанной с коллективными колебаниями двумерной плазмы. В то время двумерные электронные системы (главным образом, это были инверсионные слои в МДП структурах на кремнии) рассматривались как модельный объект для исследования коллективных эффектов в условиях почти полной управляемости основными параметрами системы. Одним из главных таких эффектов стали плазменные колебания. В наше время физики вернулись к этой проблеме на существенно новом уровне. Это было обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, значительно улучшилось качество образцов, характеризуемое, прежде всего, подвижностью носителей. Во-вторых, появились принципиально новые методы возбуждения и регистрации двумерных плазмонов.

Представленная диссертация как раз и представляет собой совокупность работ этого качественно нового уровня и содержит как разработку новых методик, так и исследование новых плазменных эффектов. Важным стимулом работ диссертации стала возможность технических приложений полученных в ней результатов. Имеется прямой выход к проблеме создания терагерцовой техники, развитие которой стало сейчас насущной потребностью многих областей науки, промышленности, медицины и даже общественной безопасности.

Я признателен руководству ИФТТ РАН за созданную атмосферу в институте, которая благоприятствовала моим научным исследованиям. Я благодарен Игорю Владимировичу Кукушкину за внимание и постоянную поддержку на всех этапах моего становления как научного работника. Хочу также поблагодарить П. Гусихина, И. Андреева, А. Зарезина, Н. Семенова, А. Заболотных, В. Волкова, С. Губарева и В. Соловьева за совместное плодотворное сотрудничество, а также всех сотрудников лаборатории неравновесных электронных

процессов за коллективный эффект созидания и научного творчества. Особая благодарность научному руководителю ЛНЭП академику Владиславу Борисовичу Тимофееву за многолетний труд по созданию атмосферы доброжелательности и сотрудничества в стенах лаборатории. Отдельно хотелось бы выразить признательность своей супруге Дарье, дочерям Анне, Марии и Екатерине за их любовь и поддержку. Также я хочу поблагодарить своего брата Дмитрия за помощь, которая имела непосредственное отношение к обеспечению материальной базы исследований.

Литература

1. *Klitzing K. v., Dorda G., Pepper M.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — авг. — т. 45, вып. 6. — с. 494—497. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.45.494>.
2. *Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C.* Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — май. — т. 48, вып. 22. — с. 1559—1562. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.48.1559](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.48.1559>.
3. *Stern F.* Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — апр. — т. 18, вып. 14. — с. 546—548. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.18.546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
4. *Grimes C. C., Adams G.* Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — янв. — т. 36, вып. 3. — с. 145—148. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.145](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
5. *Allen S. J., Tsui D. C., Logan R. A.* Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — апр. — т. 38, вып. 17. — с. 980—983. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.980>.

6. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Mikhailov S. A., Kulakovskii D. V., Klitzing K. von, Wegscheider W.* Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — апр. — т. 90, вып. 15. — с. 156801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.156801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.156801>.
7. *Falko V. I., Khmel'nitskii D. E.* What if a film conductivity exceeds the speed of light? // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1989. — июнь. — т. 95. — с. 1988. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/68/6/p1150?a=list>.
8. *Tonks L., Langmuir I.* Oscillations in Ionized Gases // *Phys. Rev.* — 1929. — февр. — т. 33, вып. 2. — с. 195—210. — DOI: [10.1103/PhysRev.33.195](https://doi.org/10.1103/PhysRev.33.195). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.33.195>.
9. *Vlasov A. A.* On the Kinetic Theory of an Assembly of Particles with Collective Interaction // *Journal of Physics USSR.* — 1945. — т. 9, вып. 1. — с. 25—40.
10. *Landau L. D.* On the Vibrations of the Electronic Plasma // *Journal of Physics USSR.* — 1946. — т. 10, вып. 1. — с. 25—34. — URL: <http://homepage.physics.uiowa.edu/~ghowes/teach/phys225/readings/Landau46.pdf>.
11. *Bohm D., Gross E. P.* Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior // *Phys. Rev.* — 1949. — июнь. — т. 75, вып. 12. — с. 1851—1864. — DOI: [10.1103/PhysRev.75.1851](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1851). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1851>.
12. *Derfler H., Simonen T. C.* Landau Waves: An Experimental Fact // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — июль. — т. 17, вып. 4. — с. 172—175. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.17.172](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.172). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.17.172>.
13. *Malmberg J. H., Wharton C. B.* Dispersion of Electron Plasma Waves // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — июль. — т. 17, вып. 4. — с. 175—178. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.17.175](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.175). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.17.175>.

14. *Wood R. W.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Phys. Rev.* — 1933. — сент. — т. 44, № 5. — с. 353—360. — DOI: [10.1103/PhysRev.44.353](https://doi.org/10.1103/PhysRev.44.353). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.44.353>.
15. *Zener C.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Nature.* — 1933. — дек. — т. 132, № 3347. — с. 968—968. — DOI: [10.1038/132968a0](https://doi.org/10.1038/132968a0). — URL: <https://doi.org/10.1038/132968a0>.
16. *Kronig R. d. L.* Remarkable Optical Properties of the Alkali Metals // *Nature.* — 1934. — февр. — т. 133, № 3354. — с. 211—212. — DOI: [10.1038/133211b0](https://doi.org/10.1038/133211b0). — URL: <https://doi.org/10.1038/133211b0>.
17. *Ruthemann G.* Diskrete Energieverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Folien // *Annalen der Physik.* — 1948. — т. 437, № 3/4. — с. 113—134. — ISSN 1521-3889. — DOI: [10.1002/andp.19484370302](https://doi.org/10.1002/andp.19484370302). — URL: <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19484370302>.
18. *Lang W.* Geschwindigkeitsverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallfolien // *Optik.* — 1948. — т. 3, № 3. — с. 233. — ISSN 0030-4026.
19. *Bohm D., Pines D.* A Collective Description of Electron Interactions. I. Magnetic Interactions // *Phys. Rev.* — 1951. — июнь. — т. 82, вып. 5. — с. 625—634. — DOI: [10.1103/PhysRev.82.625](https://doi.org/10.1103/PhysRev.82.625). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.625>.
20. *Pines D., Bohm D.* A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions // *Phys. Rev.* — 1952. — янв. — т. 85, № 2. — с. 338—353. — DOI: [10.1103/PhysRev.85.338](https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.338). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.85.338>.
21. *Bohm D., Pines D.* A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas // *Phys. Rev.* — 1953. — нояб. — т. 92, № 3. — с. 609—625. — DOI: [10.1103/PhysRev.92.609](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.609). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.92.609>.
22. *Arnold Sommerfeld.* Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes // *Ann. Phys. (NY).* — 1899. — т. 303. — с. 233—290. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.18993030202>.

23. *Wood R. W.* On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum // Proceedings of the Physical Society of London. — 1902. — сент. — т. 18, № 1. — с. 269. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1478-7814/18/1/325>.
24. *Rayleigh O. L.* Note on the remarkable case of diffraction spectra described by prof. Wood // Philosophical Magazine Series 6. — 1907. — т. 14. — с. 60—65. — DOI: [10.1080/14786440709463661](https://doi.org/10.1080/14786440709463661).
25. *Strong J.* Effect of Evaporated Films on Energy Distribution in Grating Spectra // Phys. Rev. — 1936. — февр. — т. 49, вып. 4. — с. 291—296. — DOI: [10.1103/PhysRev.49.291](https://doi.org/10.1103/PhysRev.49.291). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.49.291>.
26. *U. F.* The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) // J. Opt. Soc. Am. — 1941. — март. — т. 31, вып. 3. — с. 213—222. — DOI: [10.1364/JOSA.31.000213](https://doi.org/10.1364/JOSA.31.000213).
27. *Powell C. J., Swan J. B.* Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum // Phys. Rev. — 1959. — авг. — т. 115, вып. 4. — с. 869—875. — DOI: [10.1103/PhysRev.115.869](https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.869). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.869>.
28. *Ritchie R. H.* Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films // Phys. Rev. — 1957. — июнь. — т. 106, вып. 5. — с. 874—881. — DOI: [10.1103/PhysRev.106.874](https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.874). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.874>.
29. *Economou E. N.* Surface Plasmons in Thin Films // Phys. Rev. — 1969. — июнь. — т. 182, вып. 2. — с. 539—554. — DOI: [10.1103/PhysRev.182.539](https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.539). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.182.539>.
30. *Zenneck J.* Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie // Ann. Phys. (NY). — 1907. — т. 23. — с. 846—866. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19073281003>.

31. *Arnold Sommerfeld*. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie // Ann. Phys. (NY). — 1909. — т. 28. — с. 665—736. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19093330402>.
32. *Arnold Sommerfeld*. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie // Ann. Phys. (NY). — 1926. — т. 81. — с. 1135—1153. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19263862516>.
33. *Corum K. L., Corum J. F., Miller M. W.* Surface waves and the ‘crucial’ propagation experiment — The key to efficient wireless power delivery // 2016 Texas Symposium on Wireless and Microwave Circuits and Systems (WMCs). — 2016. — с. 1—4. — DOI: [10.1109/WMCaS.2016.7577497](https://doi.org/10.1109/WMCaS.2016.7577497).
34. *Norton K. A.* Propagation of radio waves over a plane earth // Nature. — 1935. — т. 135. — с. 954—955. — URL: <https://doi.org/10.1038/135954a0>.
35. *Burrows C. R.* Existence of a Surface Wave in Radio Propagation // Nature. — 1936. — абт. — т. 138. — с. 284. — URL: <https://doi.org/10.1038/138284a0>.
36. *Shevchenko V. V.* Surface electromagnetic waves on the plain boundaries of electroconductive media of high conductivity, Zenneck’s wave (in Russian) // Journal of Radio Electronics. — 2013. — т. 7. — с. 1—19. — URL: http://jre.cplire.ru/jre/jul13/7/abstract_e.html.
37. *Michalski K. A., Mosig J. R.* The Sommerfeld Halfspace Problem Redux: Alternative Field Representations, Role of Zenneck and Surface Plasmon Waves // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 2015. — т. 63, № 12. — с. 5777—5790. — DOI: [10.1109/TAP.2015.2489680](https://doi.org/10.1109/TAP.2015.2489680).
38. *Zhizhin G., Silin V., Sychugov V., Yakovlev V.* Zenneck-Sommerfeld type surface polaritons on the quartz crystal // Solid State Communications. — 1984. — т. 51, № 8. — с. 613—615. — ISSN 0038-1098. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(84\)91071-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(84)91071-8). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109884910718>.

39. *Volkov V. A., Mikhailov S. A.* Electrodynamics of Two-dimensional Electron Systems in High Magnetic Fields // Landau Level Spectroscopy. т. 27 / под ред. G. Landwehr, E. I. Rashba. — Elsevier, 1991. — с. 855—907. — (Modern Problems in Condensed Matter Sciences). — DOI: [10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X). — URL: <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X>.
40. *Чанлик А. В.* Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности // ЖЭТФ. — 1972. — т. 62. — с. 746. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_035_02_0395.pdf.
41. *Theis T., Kotthaus J., Stiles P.* Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer // Solid State Communications. — 1977. — т. 24, № 4. — с. 273—277. — ISSN 0038-1098. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(77\)90205-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(77)90205-8). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109877902058>.
42. *Grimes C., Adams G.* Plasmons in a sheet of electrons on liquid helium // Surface Science. — 1976. — т. 58, № 1. — с. 292—294. — ISSN 0039-6028. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90153-9](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90153-9). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602876901539>.
43. *Theis T., Kotthaus J., Stiles P.* Generation of 2D plasmon resonances at multiple wave-vectors; A test of the dispersion relation // Surface Science. — 1978. — т. 73. — с. 434—436. — ISSN 0039-6028. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(78\)90521-6](https://doi.org/10.1016/0039-6028(78)90521-6). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602878905216>.
44. *Allen S. J., Störmer H. L., Hwang J. C. M.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures // Phys. Rev. B. — 1983. — окт. — т. 28, вып. 8. — с. 4875—4877. — DOI: [10.1103/PhysRevB.28.4875](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.28.4875>.
45. *Mast D. B., Dahm A. J., Fetter A. L.* Observation of Bulk and Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Electron Fluid // Phys. Rev. Lett. — 1985. — апр. — т. 54, вып. 15. — с. 1706—1709. — DOI: [10.1103/](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706)

- PhysRevLett.54.1706. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.1706>.
46. *Glattli D. C., Andrei E. Y., Deville G., Poitrenaud J., Williams F. I. B.* Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma // Phys. Rev. Lett. — 1985. — апр. — т. 54, вып. 15. — с. 1710—1713. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1710](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.1710>.
 47. *Fetter A. L.* Edge magnetoplasmons in a bounded two-dimensional electron fluid // Phys. Rev. B. — 1985. — дек. — т. 32, вып. 12. — с. 7676—7684. — DOI: [10.1103/PhysRevB.32.7676](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.7676). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.32.7676>.
 48. *Fetter A. L.* Edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid confined to a half-plane // Phys. Rev. B. — 1986. — март. — т. 33, вып. 6. — с. 3717—3723. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.3717](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.3717). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.33.3717>.
 49. *Волков В.А. М. С.* Теория краевых магнетоплазмонов в двумерном электронном газе // Письма в ЖЭТФ. — 1985. — т. 42. — с. 450—453. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/107/article_1897.shtml.
 50. *Volkov V.A. M. S.* Edge magnetoplasmons: low-frequency weakly damped excitations in inhomogeneous twodimensional electron systems // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1988. — т. 94. — с. 217—241. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/67/8/p1639?a=list>.
 51. *М. Н. Ханнанов В. А. Ковальский И. В. К.* Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнетоплазменных резонансов // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — т. 84. — с. 261—265. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1071/article_16228.shtml.
 52. *Mikhailov S. A., Savostianova N. A.* Microwave response of a two-dimensional electron stripe // Phys. Rev. B. — 2005. — янв. — т. 71, вып. 3. — с. 035320. — DOI: [10.1103/PhysRevB.71.035320](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.035320>.

53. *Chiu K. W., Quinn J. J.* Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1974. — июнь. — т. 9, вып. 11. — с. 4724–4732. — DOI: [10.1103/PhysRevB.9.4724](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.4724). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.9.4724>.
54. *Чанлик А. В.* Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях двухслойной структуры // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — т. 101. — с. 602–605. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2077/article_31254.shtml.
55. *Kukushkin I. V., Klitzing K. von, Ploog K., Kirpichev V. E., Shepel B. N.* Reduction of the electron density in GaAs-AlGaAs single heterojunctions by continuous photoexcitation // *Phys. Rev. B.* — 1989. — авг. — т. 40, вып. 6. — с. 4179–4182. — DOI: [10.1103/PhysRevB.40.4179](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.4179). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.40.4179>.
56. *Engel L. W., Shahar D., Kurdak Ç. Ç., Tsui D. C.* Microwave frequency dependence of integer quantum Hall effect: Evidence for finite-frequency scaling // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — окт. — т. 71, вып. 16. — с. 2638–2641. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.71.2638](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2638). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2638>.
57. *Wen C. P.* Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* — 1969. — т. 17, № 12. — с. 1087–1090. — DOI: [10.1109/TMTT.1969.1127105](https://doi.org/10.1109/TMTT.1969.1127105).
58. *Muravev V. M., Gusikhin P. A., Zarezin A. M., Andreev I. V., Gubarev S. I., Kukushkin I. V.* Two-dimensional plasmon induced by metal proximity // *Phys. Rev. B.* — 2019. — июнь. — т. 99, вып. 24. — с. 241406. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.241406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.241406). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.241406>.
59. *Muravev V. M., Zarezin A. M., Gusikhin P. A., Shupletsov A. V., Kukushkin I. V.* Proximity plasma excitations in disk and ring geometries // *Phys. Rev. B.* — 2019. — нояб. — т. 100, вып. 20. — с. 205405. — DOI: [10.1103/PhysRevB.100.205405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.205405). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.205405>.

60. *A. M. Zarezin П. А. Гусихин В. М. М. и. И. В. К.* Измерение спектра двумерных "прокси"плазмонов методом стоячих волн // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — т. 111, вып. 5. — с. 316—320. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2271/article_33945.shtml.
61. *Zabolotnykh A. A., Volkov V. A.* Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems // Phys. Rev. B. — 2019. — апр. — т. 99, вып. 16. — с. 165304. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.165304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165304). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.165304>.
62. *Burke P. J., Spielman I. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas // Appl. Phys. Lett. — 2000. — т. 76. — с. 745. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.125881>.
63. *Muravev V. M., Jiang C., Kukushkin I. V., Smet J. H., Umansky V., Klitzing K. von.* Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures // Phys. Rev. B. — 2007. — май. — т. 75, вып. 19. — с. 193307. — DOI: [10.1103/PhysRevB.75.193307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.193307). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.193307>.
64. *Andress W. F., Yoon H., Yeung K. Y. M., Qin L., West K., Pfeiffer L., Ham D.* Ultra-Subwavelength Two-Dimensional Plasmonic Circuits // Nano Letters. — 2012. — т. 12, № 5. — с. 2272—2277. — DOI: [10.1021/nl300046g](https://doi.org/10.1021/nl300046g). — URL: <https://doi.org/10.1021/nl300046g> ; PMID: 22494364.
65. *Iranzo D. A., Dias E. J. C., Epstein I., Peng C., Efetov D. K., Lundeberg M. B., Parret R., Osmond J., Hong J.-Y., Kong J., Englund D. R., Peres N. M. R., Koppens F. H. L.* Probing the ultimate plasmon confinement limits with a van der Waals heterostructure // Science. — 2018. — апр. — т. 360, вып. 6386. — с. 291—295. — DOI: [10.1126/science.aar8438](https://doi.org/10.1126/science.aar8438). — URL: <https://science.sciencemag.org/content/360/6386/291>.
66. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Kovalskii V. A., Gubarev S. I., Klitzing K. von, Wegscheider W.* Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons // Phys. Rev. B. — 2005. — окт. — т. 72, вып.

16. — с. 161317. — DOI: [10.1103/PhysRevB.72.161317](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.161317). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.161317>.
67. *Zabolotnykh A. A., Volkov V. A.* Plasmons in Infinite 2D Electron System Screened by the Disk-Shaped Metallic Gate // *Appl. Phys. Lett.* — 2019. — т. 53. — с. 1870. — DOI: [10.1134/S1063782619140276](https://doi.org/10.1134/S1063782619140276). — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1063782619140276#citeas>.
68. *Fetter A. L.* Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // *Phys. Rev. B.* — 1986. — апр. — т. 33, вып. 8. — с. 5221—5227. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.5221](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.33.5221>.
69. *Aizin G. R., Dyer G. C.* Transmission line theory of collective plasma excitations in periodic two-dimensional electron systems: Finite plasmonic crystals and Tamm states // *Phys. Rev. B.* — 2012. — дек. — т. 86, вып. 23. — с. 235316. — DOI: [10.1103/PhysRevB.86.235316](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.235316). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.235316>.
70. *Muravev V. M., Semenov N. D., Andreev I. V., Gusikhin P. A., Kukushkin I. V.* A tunable plasmonic resonator using kinetic 2D inductance and patch capacitance // *Appl. Phys. Lett.* — 2020. — т. 117. — с. 151103. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0026034>.
71. *Hopfield J. J.* Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals // *Phys. Rev.* — 1958. — дек. — т. 112, вып. 5. — с. 1555—1567. — DOI: [10.1103/PhysRev.112.1555](https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.1555). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.112.1555>.
72. *Wang Y. K., Hioe F. T.* Phase Transition in the Dicke Model of Superradiance // *Phys. Rev. A.* — 1973. — март. — т. 7, вып. 3. — с. 831—836. — DOI: [10.1103/PhysRevA.7.831](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.7.831). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.7.831>.
73. *Mazza G., Georges A.* Superradiant Quantum Materials // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — янв. — т. 122, вып. 1. — с. 017401. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.017401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.017401). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.017401>.

74. *Schlawin F., Cavalleri A., Jaksch D.* Cavity-Mediated Electron-Photon Superconductivity // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — апр. — т. 122, вып. 13. — с. 133602. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.122.133602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.133602). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.133602>.
75. *Kukushkin I. V., Muravev V. M., Smet J. H., Hauser M., Dietsche W., Klitzing K. von.* Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption // *Phys. Rev. B.* — 2006. — март. — т. 73, вып. 11. — с. 113310. — DOI: [10.1103/PhysRevB.73.113310](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113310). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.113310>.
76. *Gusikhin P. A., Muravev V. M., Zagitova A. A., Kukushkin I. V.* Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — окт. — т. 121, вып. 17. — с. 176804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.176804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.176804). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.176804>.
77. *Andreev I. V., Muravev V. M., Semenov N. D., Kukushkin I. V.* Observation of acoustic plasma waves with a velocity approaching the speed of light // *Phys. Rev. B.* — 2021. — март. — т. 103, вып. 11. — с. 115420. — DOI: [10.1103/PhysRevB.103.115420](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.115420). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.115420>.
78. *Муравьев В. М. и Кукушкин И. В.* Коллективные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах // *Успехи Физических Наук.* — 2020. — т. 190. — с. 1041—1061. — DOI: [10.3367/UFNr.2019.07.038637](https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038637). — URL: <https://ufn.ru/ru/articles/2020/10/b/>.
79. *Muravev V. M., Andreev I. V., Kukushkin I. V., Schmult S., Dietsche W.* Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators // *Phys. Rev. B.* — 2011. — февр. — т. 83, вып. 7. — с. 075309. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.075309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.075309). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.075309>.
80. *Muravev V. M., Gusikhin P. A., Andreev I. V., Kukushkin I. V.* Ultrastrong coupling of high-frequency two-dimensional cyclotron plasma mode with a cavity photon // *Phys. Rev. B.* — 2013. — янв. — т. 87, вып. 4. — с. 045307. —

- DOI: [10.1103/PhysRevB.87.045307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.045307). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.045307>.
81. *Scalari G., Maissen C., Turčinková D., Hagenmüller D., De Liberato S., Ciuti C., Reichl C., Schuh D., Wegscheider W., Beck M., Faist J.* Ultrastrong Coupling of the Cyclotron Transition of a 2D Electron Gas to a THz Metamaterial // *Science*. — 2012. — т. 335, № 6074. — с. 1323–1326. — DOI: [10.1126/science.1216022](https://doi.org/10.1126/science.1216022). — URL: <https://science.sciencemag.org/content/335/6074/1323>.
82. *Zhang Q., Lou M., Li X. e. a.* Collective non-perturbative coupling of 2D electrons with high-quality-factor terahertz cavity photons // *Nature Phys.* — 2016. — авг. — т. 12. — с. 1005–1011. — DOI: [10.1038/nphys3850](https://doi.org/10.1038/nphys3850). — URL: <https://www.nature.com/articles/nphys3850>.
83. *Paravicini-Bagliani G. L., Scalari G., Valmorra F., Keller J., Maissen C., Beck M., Faist J.* Gate and magnetic field tunable ultrastrong coupling between a magnetoplasmon and the optical mode of an LC cavity // *Phys. Rev. B*. — 2017. — май. — т. 95, вып. 20. — с. 205304. — DOI: [10.1103/PhysRevB.95.205304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.205304). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.205304>.
84. *Li X., Bamba M., Zhang Q. e. a.* Vacuum Bloch–Siegert shift in Landau polaritons with ultra-high cooperativity // *Nature Photon.* — 2018. — апр. — т. 12. — с. 324–329. — DOI: [10.1038/s41566-018-0153-0](https://doi.org/10.1038/s41566-018-0153-0). — URL: <https://www.nature.com/articles/s41566-018-0153-0>.
85. *Forn-Diaz P., Lamata L., Rico E., Kono J., Solano E.* Ultrastrong coupling regimes of light-matter interaction // *Rev. Mod. Phys.* — 2019. — июнь. — т. 91, вып. 2. — с. 025005. — DOI: [10.1103/RevModPhys.91.025005](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.025005). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.91.025005>.
86. *Bludman S. A., Ruderman M. A.* Possibility of the Speed of Sound Exceeding the Speed of Light in Ultradense Matter // *Phys. Rev.* — 1968. — июнь. — т. 170, вып. 5. — с. 1176–1184. — DOI: [10.1103/PhysRev.170.1176](https://doi.org/10.1103/PhysRev.170.1176). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.170.1176>.

87. *Ruderman M.* Causes of Sound Faster than Light in Classical Models of Ultradense Matter // *Phys. Rev.* — 1968. — авг. — т. 172, вып. 5. — с. 1286—1290. — DOI: [10.1103/PhysRev.172.1286](https://doi.org/10.1103/PhysRev.172.1286). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.172.1286>.
88. *Kosevich Y., Kosevich A., Granada J.* Magnetoplasma oscillations of a two-dimensional electron layer in a bounded system // *Physics Letters A.* — 1988. — т. 127, № 1. — с. 52—56. — ISSN 0375-9601. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(88\)90964-4](https://doi.org/10.1016/0375-9601(88)90964-4). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960188909644>.
89. *Chiu K., Lee T., Quinn J.* Infrared magneto-transmittance of a two-dimensional electron gas // *Surface Science.* — 1976. — т. 58, № 1. — с. 182—184. — ISSN 0039-6028. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90132-1](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90132-1). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602876901321>.
90. *Mikhailov S. A.* Radiative decay of collective excitations in an array of quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 1996. — окт. — т. 54, вып. 15. — с. 10335—10338. — DOI: [10.1103/PhysRevB.54.10335](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.10335). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.54.10335>.
91. *Andreev I. V., Muravev V. M., Belyanin V. N., Kukushkin I. V.* Measurement of cyclotron resonance relaxation time in the two-dimensional electron system // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — нояб. — т. 105. — с. 202106. — DOI: [10.1063/1.4902133](https://doi.org/10.1063/1.4902133). — URL: <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.4902133>.
92. *Zhang Q., Arikawa T., Kato E., Reno J. L., Pan W., Watson J. D., Manfra M. J., Zudov M. A., Tokman M., Erukhimova M., Belyanin A., Kono J.* Superradiant Decay of Cyclotron Resonance of Two-Dimensional Electron Gases // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — июль. — т. 113, вып. 4. — с. 047601. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.047601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.047601). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.047601>.
93. *Муравьев В. М. и Андреев И. В. и др.* Когерентный и некогерентный вклады в затухание циклотронного магнитоплазменного резонанса двумерных электронов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — дек. — т. 102, вып.

12. — с. 938. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2098/article_31549.shtml.
94. *Muravev V. M., Andreev I. V., Gubarev S. I., Belyanin V. N., Kukushkin I. V.* Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B.* — 2016. — янв. — т. 93, вып. 4. — с. 041110. — DOI: [10.1103/PhysRevB.93.041110](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.041110>.
95. *Mikhailov S. A.* Microwave-induced magnetotransport phenomena in two-dimensional electron systems: Importance of electrodynamic effects // *Phys. Rev. B.* — 2004. — окт. — т. 70, вып. 16. — с. 165311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.70.165311](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165311). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.165311>.
96. *Муравьев В. М. и Кукучкин И. В. Г. П. А. и.* Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — нояб. — т. 100, вып. 10. — с. 732. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2060/article_31005.shtml.
97. *Aleiner I. L., Yue D., Glazman L. I.* Acoustic excitations of a confined two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1995. — май. — т. 51, вып. 19. — с. 13467—13474. — DOI: [10.1103/PhysRevB.51.13467](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.13467). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.51.13467>.
98. *Muravev V. M., Gusikhin P. A., Zarezin A. M., Zabolotnykh A. A., Volkov V. A., Kukushkin I. V.* Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B.* — 2020. — авг. — т. 102, вып. 8. — с. 081301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.102.081301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.081301). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.081301>.
99. *Muravev V. M., Gusikhin P. A., Andreev I. V., Kukushkin I. V.* Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — март. — т. 114, вып. 10. — с. 106805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.106805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.106805). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.106805>.

100. *Andreev I. V., Muravev V. M., Belyanin V. N., Kukushkin I. V.* Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B.* — 2017. — окт. — т. 96, вып. 16. — с. 161405. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.161405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.161405). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.161405>.
101. *Shayegan M., De Poortere E. P., Gunawan O., Shkolnikov Y. P., Tutuc E., Vakili K.* Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs // *physica status solidi (b).* — 2006. — т. 243, № 14. — с. 3629—3642. — DOI: [10.1002/pssb.200642212](https://doi.org/10.1002/pssb.200642212). — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pssb.200642212>.
102. *Shen K., Weng M. Q., Wu M. W.* L-valley electron g-factor in bulk GaAs and AlAs // *Journal of Applied Physics.* — 2008. — т. 104, № 6. — с. 063719. — DOI: [10.1063/1.2986151](https://doi.org/10.1063/1.2986151). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2986151>.
103. *Kelly M. J.* Low dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices. — Clarendon Press, 1995.
104. *Smith T. P., Wang W. I., Fang F. F., Chang L. L.* Two-dimensional magnetotransport in AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1987. — июнь. — т. 35, вып. 17. — с. 9349—9352. — DOI: [10.1103/PhysRevB.35.9349](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.35.9349). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.35.9349>.
105. *Maezawa K., Mizutani T., Yamada S.* Effective mass and ground state of AlAs quantum wells studied by magnetoresistance measurements // *Journal of Applied Physics.* — 1992. — т. 71, № 1. — с. 296—299. — DOI: [10.1063/1.350704](https://doi.org/10.1063/1.350704). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.350704>.
106. *Lay T. S., Heremans J. J., Suen Y. W., Santos M. B., Hirakawa K., Shayegan M., Zrenner A.* High-quality two-dimensional electron system confined in an AlAs quantum well // *Applied Physics Letters.* — 1993. — т. 62, № 24. — с. 3120—3122. — DOI: [10.1063/1.109128](https://doi.org/10.1063/1.109128). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.109128>.
107. *Shayegan M., Goldman V. J., Santos M., Sajoto T., Engel L., Tsui D. C.* Two-dimensional electron system with extremely low disorder // *Applied*

- Physics Letters. — 1988. — т. 53, № 21. — с. 2080—2082. — DOI: [10.1063/1.100306](https://doi.org/10.1063/1.100306). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.100306>.
108. *Das Sarma S., Hwang E. H.* Mobility versus quality in two-dimensional semiconductor structures // Phys. Rev. B. — 2014. — июль. — т. 90, вып. 3. — с. 035425. — DOI: [10.1103/PhysRevB.90.035425](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.035425). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.035425>.
109. *Chung Y. J., Baldwin K. W., West K. W., Kamburov D., Shayegan M., Pfeiffer L. N.* Design rules for modulation-doped AlAs quantum wells // Phys. Rev. Materials. — 2017. — июль. — т. 1, вып. 2. — с. 021002. — DOI: [10.1103/PhysRevMaterials.1.021002](https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.1.021002). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.1.021002>.
110. *Chung Y. J., Villegas Rosales K. A., Deng H., Baldwin K. W., West K. W., Shayegan M., Pfeiffer L. N.* Multivalley two-dimensional electron system in an AlAs quantum well with mobility exceeding $2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ // Phys. Rev. Materials. — 2018. — июль. — т. 2, вып. 7. — с. 071001. — DOI: [10.1103/PhysRevMaterials.2.071001](https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.2.071001). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.2.071001>.
111. *De Poortere E., Tutuc E., Papadakis S., Shayegan M.* Resistance spikes at transitions between quantum hall ferromagnets // Science. — 2000. — нояб. — т. 290, № 5496. — с. 1546—1549. — ISSN 0036-8075. — DOI: [10.1126/science.290.5496.1546](https://doi.org/10.1126/science.290.5496.1546).
112. *Padmanabhan M., Gokmen T., Shayegan M.* Ferromagnetic Fractional Quantum Hall States in a Valley-Degenerate Two-Dimensional Electron System // Phys. Rev. Lett. — 2010. — янв. — т. 104, вып. 1. — с. 016805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.016805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.016805). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.016805>.
113. *Bishop N. C., Padmanabhan M., Vakili K., Shkolnikov Y. P., De Poortere E. P., Shayegan M.* Valley Polarization and Susceptibility of Composite Fermions around a Filling Factor $\nu = \frac{3}{2}$ // Phys. Rev. Lett. — 2007. — июнь. — т. 98, вып. 26. — с. 266404. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.98.266404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.266404). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.266404>.

114. *Shkolnikov Y. P., Misra S., Bishop N. C., De Poortere E. P., Shayegan M.* Observation of Quantum Hall “Valley Skyrmions” // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — авг. — т. 95, вып. 6. — с. 066809. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.95.066809](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.066809). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.066809>.
115. *Dresselhaus G., Kip A. F., Kittel C.* Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium Crystals // *Phys. Rev.* — 1955. — апр. — т. 98, вып. 2. — с. 368—384. — DOI: [10.1103/PhysRev.98.368](https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.368). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.98.368>.
116. *Kozlov V. E., Gubarev S. I., Kukushkin I. V.* Magnetoplasma resonance in a GaAs/AlGaAs quantum well in a strong parallel magnetic field // *JETP Letters*. — 2011. — май. — т. 94. — с. 397—400. — DOI: [10.1134/S0021364011170085](https://doi.org/10.1134/S0021364011170085).
117. *Kozlov V. E., Gubarev S. I., Dremine A., Kukushkin I. V.* Occurrence of a Gap in the Spectrum of Magnetoplasma Excitations of a Two Dimensional Electron Disk Subjected to a Strong In Plane Magnetic Field // *JETP Letters*. — 2012. — авг. — т. 96. — с. 113403. — DOI: [10.1134/S0021364012200118](https://doi.org/10.1134/S0021364012200118).
118. *Muravev V. M., Khisameeva A. R., Belyanin V. N., Kukushkin I. V., Tiemann L., Reichl C., Dietsche W., Wegscheider W.* Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2015. — июль. — т. 92, вып. 4. — с. 041303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.92.041303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.041303). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.041303>.
119. *Dahl C., Brinkop F., Wixforth A., Kotthaus J., English J., Sundaram M.* Dimensional resonances in elliptic electron disks // *Solid State Communications*. — 1991. — т. 80, № 9. — с. 673—676. — ISSN 0038-1098. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(91\)90885-Y](https://doi.org/10.1016/0038-1098(91)90885-Y). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003810989190885Y>.
120. *Geyler V. A., Margulis V. A., Shorokhov A. V.* Hybrid resonances in the optical absorption of a three-dimensional anisotropic quantum well // *Phys. Rev. B*. — 2001. — июнь. — т. 63, вып. 24. — с. 245316. — DOI: [10.1103/](https://doi.org/10.1103/)

- PhysRevB.63.245316. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.245316>.
121. *Gunawan O., Shkolnikov Y. P., Poortere E. P. D., Tutuc E., Shayegan M.* Ballistic Electron Transport in AlAs Quantum Wells // Phys. Rev. Lett. — 2004. — дек. — т. 93, вып. 24. — с. 246603. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.93.246603](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.246603). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.246603>.
 122. *R.Z. Vitlina A. C.* Plasma oscillations of multicomponent two dimensional systems // JETP. — 1981. — т. 54, вып. 3. — с. 536. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.18.546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
 123. *Shkolnikov Y. P., De Poortere E. P., Tutuc E., Shayegan M.* Valley Splitting of AlAs Two-Dimensional Electrons in a Perpendicular Magnetic Field // Phys. Rev. Lett. — 2002. — нояб. — т. 89, вып. 22. — с. 226805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.226805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.226805). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.226805>.
 124. *Khisameeva A. R., Muravev V. M., Kukushkin I. V.* Piezoplasmonics: Strain-induced tunability of plasmon resonance in AlAs quantum wells // Applied Physics Letters. — 2020. — т. 117, № 9. — с. 093102. — DOI: [10.1063/5.0012496](https://doi.org/10.1063/5.0012496). — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0012496>.
 125. *Andreev I. V., Muravev V. M., Smetnev D. V., Kukushkin I. V.* Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge // Phys. Rev. B. — 2012. — сент. — т. 86, вып. 12. — с. 125315. — DOI: [10.1103/PhysRevB.86.125315](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.125315). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.125315>.
 126. *Shayegan M., Karrai K., Shkolnikov Y. P., Vakili K., De Poortere E. P., Manus S.* Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors using a piezoelectric actuator // Applied Physics Letters. — 2003. — т. 83, № 25. — с. 5235—5237. — DOI: [10.1063/1.1635963](https://doi.org/10.1063/1.1635963).
 127. *Shkolnikov Y. P., Vakili K., De Poortere E. P., Shayegan M.* Low-temperature, in situ tunable, uniaxial stress measurements in semiconductors

- using a piezoelectric actuator // *Applied Physics Letters*. — 2004. — т. 85, № 17. — с. 3766—3768. — DOI: [10.1063/1.1808883](https://doi.org/10.1063/1.1808883).
128. *Shkolnikov Y. P., Vakili K., De Poortere E. P., Shayegan M.* Dependence of Spin Susceptibility of a Two-Dimensional Electron System on the Valley Degree of Freedom // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — июнь. — т. 92, вып. 24. — с. 246804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.246804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.246804). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.246804>.
129. *Charbonneau S., Young J. F., Coleridge P. T., Kettles B.* Experimental determination of the X6 shear tetragonal deformation potential of AlAs. // *Physical review. B*. — 1991. — т. 44, вып. 15. — с. 8312—8314. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.18.546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
130. *Gunawan O., Gokmen T., Vakili K., Padmanabhan M., De Poortere E. P., Shayegan M.* Spin-valley phase diagram of the two-dimensional metal-insulator transition // *Nature Physics*. — 2007. — т. 3. — с. 388—391. — DOI: [10.1103/RevModPhys.76.323](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.323>.
131. *Zeng H., Dai J., Yao W., Xiao D., Cui X.* Valley polarization in MoS₂ monolayers by optical pumping // *Nature Nanotechnology*. — 2012. — т. 7. — с. 490—493. — DOI: [10.1103/RevModPhys.76.323](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.76.323>.
132. *Jones A. M., Yu H., Ghimire N. J., Wu S., Aivazian G., Ross J. S., Zhao B., Yan J., Mandrus D. G., Xiao D., Yao W., Xu X.* Optical generation of excitonic valley coherence in monolayer WSe₂ // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — авг. — т. 8, № 9. — с. 634—638. — DOI: [10.1038/nnano.2013.151](https://doi.org/10.1038/nnano.2013.151). — URL: <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.151>.
133. *Mueed M. A., Hossain M. S., Jo I., Pfeiffer L. N., West K. W., Baldwin K. W., Shayegan M.* Realization of a Valley Superlattice // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — июль. — т. 121, вып. 3. — с. 036802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.036802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.036802). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.036802>.

134. *Gunn J.* Microwave oscillations of current in III–V semiconductors // *Solid State Communications*. — 1963. — т. 1, № 4. — с. 88–91. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(63\)90041-3](https://doi.org/10.1016/0038-1098(63)90041-3). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109863900413>.
135. *Khisameeva A. R., Shchepetilnikov A. V., Muravev V. M., Gubarev S. I., Frolov D. D., Nefyodov Y. A., Kukushkin I. V., Reichl C., Tiemann L., Dietsche W., Wegscheider W.* Direct observation of a $\Gamma - X$ energy spectrum transition in narrow AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 2018. — март. — т. 97, вып. 11. — с. 115308. — DOI: [10.1103/PhysRevB.97.115308](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.115308). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.115308>.
136. *Khisameeva A. R., Shchepetilnikov A. V., Muravev V. M., Gubarev S. I., Frolov D. D., Nefyodov Y. A., Kukushkin I. V., Reichl C., Dietsche W., Wegscheider W.* Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells // *Journal of Applied Physics*. — 2019. — т. 125, № 15. — с. 154501. — DOI: [10.1063/1.5079511](https://doi.org/10.1063/1.5079511). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5079511>.
137. *Хисамеева А. Р., Губарев С. И., Муравьев В. М., Кукушкин И. В.* Сравнительное исследование двумерных плазменных возбуждений в гетероструктурах ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs и GaAs/AlGaAs // *ЖЭТФ*. — 2020. — т. 157, вып. 4. — с. 707–716. — DOI: [10.31857/S0044451020040148](https://doi.org/10.31857/S0044451020040148). — URL: <https://doi.org/10.31857/S0044451020040148>.
138. *Vasiliadou E., Müller G., Heitmann D., Weiss D., Klitzing K. v., Nickel H., Schlapp W., Lösch R.* Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures // *Phys. Rev. B*. — 1993. — дек. — т. 48, вып. 23. — с. 17145–17148. — DOI: [10.1103/PhysRevB.48.17145](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.17145). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.17145>.
139. *Kesteren H. W. van, Cosman E. C., Dawson P., Moore K. J., Foxon C. T.* Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. — 1989. — июнь. — т. 39, вып. 18. — с. 13426–13433. — DOI: [10.1103/PhysRevB.39.13426](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.13426). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.13426>.

140. *Yamada S., Maezawa K., Yuen W. T., Stradling R. A.* X-conduction-electron transport in very thin AlAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1994. — янв. — т. 49, вып. 3. — с. 2189—2192. — DOI: [10.1103/PhysRevB.49.2189](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.2189). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.49.2189>.
141. *Stadt A. van de, Koenraad P., Perenboom J., Wolter J.* Xz-Xxy crossover in a two-dimensional electron gas in AlAs // *Surface Science.* — 1996. — июль. — т. 361/362. — с. 521—524. — DOI: [10.1016/0039-6028\(96\)00460-8](https://doi.org/10.1016/0039-6028(96)00460-8). — URL: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(96\)00460-8](https://doi.org/10.1016/0039-6028(96)00460-8).
142. *Vakili K., Shkolnikov Y. P., Tutuc E., De Poortere E. P., Shayegan M.* Spin Susceptibility of Two-Dimensional Electrons in Narrow AlAs Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — июнь. — т. 92, вып. 22. — с. 226401. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.226401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.226401). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.226401>.
143. *Aleiner I. L., Glazman L. I.* Novel edge excitations of two-dimensional electron liquid in a magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — май. — т. 72, вып. 18. — с. 2935—2938. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.72.2935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.2935). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.2935>.
144. *Назин С. С. Ш. В. Б.* О краевых магнитоплазмонах на поверхности геллия. Длинноволновая асимптотика спектра // *ЖЭТФ.* — 1988. — т. 94. — с. 133. — URL: http://jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_067_02_0288.pdf.
145. *Назин С. С. Ш. В. Б.* Магнитоплазмоны в двумерных электронных системах с эллиптическим профилем // *ФНТ.* — 1989. — т. 15. — с. 227—235.
146. *Elliott P. L., Pakes C. I., Skrbek L., Vinen W. F.* Novel Edge Magnetoplasmons in a Two-Dimensional Sheet of He Ions // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — нояб. — т. 75, вып. 20. — с. 3713—3715. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.3713](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3713). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.75.3713>.
147. *Elliott P. L., Nazin S. S., Pakes C. I., Skrbek L., Vinen W. F., Cox G. F.* Magnetoplasmons in two-dimensional circular sheets of He ions // *Phys. Rev. B.* — 1997. — авг. — т. 56, вып. 6. — с. 3447—3456. — DOI: [10.1103/](https://doi.org/10.1103/)

- PhysRevB.56.3447. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.56.3447>.
148. *Ernst G., Haug R. J., Kuhl J., Klitzing K. von, Eberl K.* Acoustic Edge Modes of the Degenerate Two-Dimensional Electron Gas Studied by Time-Resolved Magnetotransport Measurements // Phys. Rev. Lett. — 1996. — нояб. — т. 77, вып. 20. — с. 4245—4248. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.77.4245](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4245). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.4245>.
149. *Д. В. Сметнев В. М. Муравьев И. В. А. и И. В. К.* Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — т. 94, вып. 2. — с. 141—145. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1942/article_29447.shtml.
150. *И. В. Андреев В. М. Муравьев И. В. К.* Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu=1$ // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — т. 96, вып. 8. — с. 588—592. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1985/article_30008.shtml.
151. *Dahl C. M. S., P. K. J.* Edge magnetoplasmons in single two-dimensional electron disks at microwave frequencies: Determination of the lateral depletion length // Appl. Phys. Lett. — 1995. — т. 66. — с. 2271—2273. — DOI: [10.1063/1.113189](https://doi.org/10.1063/1.113189). — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.113189>.
152. *Muravev V. M., Andreev I. V., Belyanin V. N., Gubarev S. I., Kukushkin I. V.* Observation of axisymmetric dark plasma excitations in a two-dimensional electron system // Phys. Rev. B. — 2017. — июль. — т. 96, вып. 4. — с. 045421. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.045421](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.045421). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.045421>.
153. *Ott-Rowland M. L., Kotsubo V., Theobald J., Williams G. A.* Two-Dimensional Plasma Resonances in Positive Ions under the Surface of Liquid Helium // Phys. Rev. Lett. — 1982. — дек. — т. 49, вып. 23. — с. 1708—1712. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.49.1708](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1708). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1708>.

154. *В. М. Муравьев И. В. Андреев С. И. Г. и др.* Обнаружение "темной" осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов // Письма в ЖЭТФ. — 2018. — т. 108, вып. 7. — с. 478—482. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2197/article_32929.shtml.
155. *В. М. Муравьев И. В. Андреев С. И. Г. и др.* Проявление эффектов запаздывания для "темных" плазменных мод в двумерной электронной системе // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — т. 109, вып. 10. — с. 685—688. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2232/article_33455.shtml.
156. *Kukushkin I. V., Akimov M. Y., Smet J. H., Mikhailov S. A., Klitzing K. von, Aleiner I. L., Falko V. I.* New Type of B -Periodic Magneto-Oscillations in a Two-Dimensional Electron System Induced by Microwave Irradiation // Phys. Rev. Lett. — 2004. — июнь. — т. 92, вып. 23. — с. 236803. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.236803](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.236803). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.236803>.
157. *M. M. V., A. F. A., A. D. A., V. K. I.* Plasmonic interferometer for spectroscopy of microwave radiation // Письма в ЖЭТФ. — 2016. — т. 103, вып. 6. — с. 428—432. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/2232/article_33455.shtml.
158. *Ryzhii V., Satou A., Khmyrova I., Chaplik A.* Plasma oscillations in a slot diode structure with a two-dimensional electron channel // Journal of Applied Physics. — 2004. — т. 96. — с. 7625. — DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1803931>. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.1803931>.
159. *Satou A., Ryzhii V., Chaplik A.* Plasma oscillations in two-dimensional electron channel with nonideally conducting side contacts // Journal of Applied Physics. — 2005. — т. 98. — с. 034502. — DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1993756>. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.1993756>.
160. *Mikhailov S. A., Savostianova N. A.* Influence of contacts on the microwave response of a two-dimensional electron stripe // Phys. Rev. B. — 2006. — июль. — т. 74, вып. 4. — с. 045325. — DOI: [10.1103/PhysRevB.74](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74).

045325. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.045325>.
161. *Satou A., Mikhailov S. A.* Excitation of two-dimensional plasmon polaritons by an incident electromagnetic wave at a contact // *Phys. Rev. B.* — 2007. — янв. — т. 75, вып. 4. — с. 045328. — DOI: [10.1103/PhysRevB.75.045328](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.045328). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.045328>.
162. *О. В. Полищук и С. А. Никитов В. В. П. и.* Электродинамическая перенормировка плазмонного спектра в латерально экранированной двумерной электронной системе // *Письма в ЖЭТФ.* — 2012. — т. 95, вып. 2. — с. 91—97. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1879/article_28637.shtml.
163. *А. А. Дремин и В. Е. Козлов и В. М. Муравьев и И. В. Кукушкин С. И. Г. и.* Плазменные волны в двумерной электронной системе при боковом экранировании металлическим затвором // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — т. 90, вып. 7. — с. 588—592. — URL: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1879/article_28637.shtml.