

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

На правах рукописи

ХИСАМЕЕВА Алина Рамилевна

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ В СИСТЕМЕ С СИЛЬНО
АНИЗОТРОПНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СПЕКТРОМ**

Специальность 01.04.07 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., акад. РАН

Кукушкин И. В.

Научный консультант:

к. ф.-м. н.

Муравьев В. М.

Содержание

Введение	4
1 Литературный обзор	14
1.1 Введение	14
1.2 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах . . .	18
1.3 Плазменные возбуждения в присутствии магнитного поля	22
1.3.1 Краевые магнетоплазмоны	23
1.3.2 Магнетоплазменные возбуждений в системе с анизотропной эффективной массой	29
1.4 ДЭС на основе квантовых ям AlAs/AlGaAs	31
2 Образцы и экспериментальные методики	38
2.1 Параметры структур	38
2.2 Изготовление образцов	40
2.3 Копланарная методика детектирования плазменных возбуждений	42
2.3.1 Схема эксперимента	46
2.4 Методика оптического детектирования микроволнового поглощения	49
2.4.1 Схема эксперимента	52
2.5 Транспортная методика	53
2.5.1 Схема эксперимента	54
3 Спектры плазменных и магнетоплазменных возбуждений в ДЭС с сильной анизотропией эффективных масс двумерных электронов	57
3.1 Введение	57
3.2 Спектр плазменных возбуждений для однодолинного заполнения	58

3.3	Спектр магнитоплазменных возбуждений в случае заполненных X_x и X_y долин	63
3.4	Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов	66
3.5	Выводы	70
4	Изменение заселённости долин в квантовых ямах AlAs посредством механической деформации	72
4.1	Введение	72
4.2	Методика приложения деформации к образцу	73
4.3	Спектр магнитоплазменных возбуждений при приложении деформации	76
4.4	Выводы	82
5	Перестройка энергетического спектра электронов в узких ямах AlAs	84
5.1	Введение	84
5.2	Магнитоплазменные возбуждения в узких ямах AlAs/AlGaAs	85
5.3	Обнаружение перестройки энергетического спектра	87
5.4	Исследование увеличения циклотронной массы	90
5.5	Выводы	93
	Заключение	96
	Благодарности	98
	Литература	100

Введение

В области физики конденсированного состояния исследования низкоразмерных электронных систем представляет собой одно из основных и активно развивающихся направлений в течение последних десятилетий. Изучение двумерных электронных систем (ДЭС) занимает важное место в данной области вследствие нескольких причин. Во-первых, это вызвано тем, что ДЭС предоставляет возможность для наблюдения принципиально новых физических явлений, не имеющих аналогов в трёхмерном случае, как, например - целочисленного [1] и дробного [2] квантового эффекта Холла. Во-вторых, параметрами ДЭС, в отличие от трёхмерных систем, относительно легко управлять. Так плотность двумерных электронов возможно изменять посредством приложенного напряжения на затвор, как это делается в полевых МОП-транзисторах [3].

Другим немаловажным обстоятельством необычайного интереса к ДЭС является прогресс в технологии роста полупроводниковых гетероструктур (молекулярно-лучевой эпитаксии, электронно-лучевой литографии). Современные способы реализации позволяют создавать структуры из самых различных материалов, с возможностью полностью задавать размеры и профили квантовых ям, высоту барьеров, концентрацию носителей и т.д. Важным шагом стало появление метода модулированного легирования [4], в котором электроны проводимости пространственно отделены от атомов легирующей примеси с целью уменьшения рассеяния на ионизированных примесях, что привело к значительному увеличению низкотемпературной подвижности носителей. Такие полупроводниковые гетероструктуры оказались идеальными системами для исследований многих фундаментальных физических свойств электронов в низкоразмерных системах. Несмотря на то, что подавляющее количество работ было посвящено изучению ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, которая представляет собой наиболее качественную и чистую двумерную систему вследствие почти

идеального согласования решёток AlAs и GaAs, современные усовершенствованные технологические возможности в молекулярно-лучевой эпитаксии позволяют создавать высококачественные материалы на основе и других полупроводниковых материалов, таких как SiGe, ZnO, InAs, CdTe. Большие характерные времена рассеяния в таких структурах позволили значительно продвинуться в исследовании всевозможных возбуждений в микроволновом диапазоне частот. В вышеуказанном частотном интервале особый интерес в ДЭС представляет изучение коллективных явлений - плазменных и магнитоплазменных возбуждений, представляющих собой волны зарядовой плотности в квазинейтральной системе.

Исследования плазменных возбуждений активно ведётся последние полвека [5] из-за ряда уникальных свойств. К примеру, двумерные плазмонные колебания, в отличие от трехмерного аналога, обладают бесщелевым законом дисперсии [6], которым можно управлять в широком диапазоне посредством изменения электронной плотности внешним магнитным полем. В ограниченных двумерных системах также может распространяться особый тип возбуждений - краевой магнитоплазмон [7; 8]. Кроме того, микроволновая магнитоспектроскопия является одним из наиболее прямых методов характеристики поверхности Ферми и определения значений эффективных масс [9].

С прикладной точки зрения актуальность изучения плазменных возбуждений обусловлена возможностью создания нового направления плазмонной электроники. Дело в том, что несмотря на впечатляющий рост полупроводниковой электроники на основе кремния за последние полвека, дальнейший прогресс в кремниевой технологии ограничен по фундаментальными физическим причинам. Частота отсечки транзистора может быть оценена как $f_c \sim v_s/2\pi L$, где v_s - дрейфовая скорость, а L - длина затвора транзистора [10]. Для промышленных полевых гетеротранзисторов на основе GaAs, с длиной затвора порядка 0,1 мкм, частота составляет $f_c \approx 100$ ГГц. Для преодоления этого ограничения идёт активный поиск новых материалов и концепций. Потенциальным способом повышения быстродействия является использование двумерных плазменных волн в качестве носителей электрического сигнала. Скорость плазменных возбуждений в двумерных электронных системах может достигать $v_p = 10^9$ см/с, что превышает на два порядка максимальную электронную дрейфовую скорость.

Следовательно, частота плазмона может достигать терагерцового (ТГц) диапазона для длины затвора микронного размера. Именно эта последняя возможность вызвала бурный интерес к двумерным плазмонным устройствам. На принципах плазмоники уже построены устройства: детекторы [11–14] и излучатели [15–19] в ТГц диапазоне, которые нашли своё применение в целом ряде различных областей, таких как телекоммуникация, неразрушающий контроль, медицина и безопасность [20; 21].

До настоящего момента большинство работ в области двумерных плазменных возбуждений были посвящены изучению изотропных однодолинных систем на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [6; 22]. Исследования по динамике плазмы в анизотропной ДЭС были ограничены экспериментами на квантовых ямах GaAs/AlGaAs, в которых небольшая анизотропия создавалась посредством приложения в плоскости образца сильного магнитного поля [23–25]. Плазменные колебания в ДЭС с естественной сильной анизотропией масс в прошлом оставались малоизученными [26].

На практике такие системы реализуются в AlAs квантовых ямах, которые представляют собой уникальную ДЭС для изучения новых плазменных явления, вследствие естественной сильной анизотропии эффективных масс двумерных электронов и возможности контролируемого заполнения долин [27]. В отличие от хорошо изученного GaAs, AlAs относится к непрямозонным полупроводникам, в котором минимумы зоны проводимости расположены в X -точках зоны Бриллюэна. Им соответствуют шесть полуэллипсоидов (три полные долины) вдоль основных кристаллографических направлений [100], [010] и [001], обозначаемые, соответственно, X_x , X_y и X_z . Поверхность постоянной энергии сильно анизотропна вблизи X -минимумов и характеризуется продольной ($m_l = 1.1m_0$) и поперечной ($m_{tr} = 0.2m_0$) эффективными массами [27]. При переходе к квантовым ямам, выращенным вдоль направления [001], симметрия системы понижается и вырождение долин снимается из-за двух факторов. Во-первых, наименьшей энергией размерного квантования обладает X_z долина, обладающая наибольшей эффективной массой в направлении роста [001]. С другой стороны, двусное сжатие слоя AlAs из-за различий в постоянных решётки с GaAs приводит к понижению энергии внутриплоскостных X_x и X_y долин. Конкуренция между этими двумя факторами определяет распределение электронов

между долинами. Для гетероструктур AlAs/AlGaAs с $W > 6.0$ нм, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке вдоль кристаллографического направления [001], только анизотропные внутриплоскостные X_x ([100]) и X_y ([010]) долины заполнены электронами, а при $W < 6.0$ нм — только внеплоскостная и изотропная в плоскости квантовой ямы X_z ([001]) долина. То есть заполнение долин в квантовых ямах AlAs/AlGaAs можно контролировать формой ограничивающего потенциала [28–30]. Еще одной отличительной чертой ДЭС на основе квантовых ям AlAs является огромное влияние деформации на свойства плазменных возбуждений. В стандартных гетероструктурах GaAs/AlGaAs такое влияние оказывается крайне мало. Типичная величина деформации, которая может быть приложена к ДЭС, составляет порядка $\varepsilon \approx 10^{-4}$, что приводит к изменению в электронной плотности $\Delta n_s/n_s = 2 \times 10^{-4}$ и соответствующему незначительному изменению плазменной частоты $\Delta f_p/f_p = 10^{-4}$. В то же время, в случае квантовых ям AlAs существует другой способ воздействия на плазменный спектр - внешняя деформация может изменить электронную структуру твёрдого тела. Такие особенности ДЭС на основе квантовых ям AlAs делают данный материал уникальной системой для изучения новых необычных фундаментальных физических явлений. Результаты предыдущих исследований продемонстрировали наблюдение ферромагнитного основного состояния в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [31; 32], композитных фермионов [33], образования долинных скирмонов [34], долинной восприимчивости усиленной взаимодействием электронов [35]. Также было показано, что транспортная анизотропия электронов передаётся композитным фермионам в квантовых ямах AlAs [36]. С прикладной точки зрения возможность обширной перестройки плазменного спектра в таких структурах за счёт внешней деформации задает еще одно направление развития плазменной электроники, известное в иностранной литературе как “valleytronics”. По аналогии с приборами спинтроники, в основе функционирования которых лежит использование спина электрона [37; 38], в данном подходе основную роль играет долинная степень свободы электронов [39; 40]. Одним из первых таких устройств является диод Ганна (в иностранной литературе TED—Transferred Electron Device), работа которого основана на междолинном переносе электронов в присутствии сильного электрического поля [41].

С учетом вышеперечисленного, двумерные электронные системы в квантовых ямах AlAs представляют собой крайне перспективный объект не только для фундаментальных исследований, но и для прикладного применения, с целью реализации новых концепций в плазмонной электронике.

Целью работы являлось экспериментальное исследование двумерных плазменных и магнитоплазменных возбуждений в системе с сильно анизотропным электронным спектром на основе высококачественных гетероструктур AlAs/AlGaAs.

В качестве **методов исследований** использовались копланарная и транспортная методики, а также оптический метод детектирования микроволнового излучения, который в рамках диссертационной работы получил дальнейшее развитие для применения к непрямозонным полупроводникам.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Впервые были изучены спектры плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах на основе широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм), когда заполняются две внутриплоскостные анизотропные долины. В микроволновом отклике дисков двумерных электронов были обнаружены две магнитоплазменные моды: краевая и циклотронная, разделённые щелью по частоте в нулевом магнитном поле в изотропной геометрии диска, что является прямым и наглядным проявлением сильной анизотропии эффективной массы носителей заряда.
2. Для широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм), в случае заполнения одной внутриплоскостной анизотропной X_x долины, из плазменных частот в нулевом магнитном поле были напрямую определены значения эффективных масс, соответствующие основным полуосям поверхности постоянной энергии: продольной $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и поперечной $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$.
3. Для широких квантовых ям AlAs ($W = 16$ нм) было обнаружено качественное изменение в спектре магнитоплазменных возбуждений при заполнении второй внутриплоскостной анизотропной X_y долины, вследствие ненулевого междолинного расщепления ΔE из-за остаточной де-

формации в плоскости квантовой ямы. Используя модель двухкомпонентной плазмы, были получены значения концентраций в каждой из долин, что позволило определить величину междолинного расщепления $\Delta E = (0.9 \pm 0.05)$ мэВ.

4. Для исследования магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs была улучшена и адаптирована к непрямозонным полупроводникам оптическая методика детектирования резонансного микроволнового поглощения.
5. В узких квантовых ямах AlAs была обнаружена радикальная перестройка спектра магнитоплазменных возбуждений с изменением ширины квантовой ямы. Это указывает на перераспределения электронов из внутриплоскостных анизотропных X_x и X_y долин во внеплоскостную X_z долину с изотропным контуром постоянной энергии в плоскости квантовой ямы. Экспериментально было определено значение ширины квантовой ямы $W = 6$ нм, при котором происходит перестройка энергетического спектра. Для данной структуры в эксперименте наблюдались плазменные резонансы электронов, заселяющих как X_x - X_y , так и X_z долины.
6. Были исследованы спектры магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ямах AlAs при приложении внешней одноосной деформаций. Приложенная деформация позволила контролируемым образом изменять величину междолинного расщепления ΔE , что приводило к перераспределению электронов между внутриплоскостными анизотропными X_x - X_y долинами и модификации спектра плазменных колебаний. Была подробно исследована экспериментальная зависимость ΔE от приложенной деформации, из которой было получено значение деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ.

Научная и практическая значимость. В диссертационной работе были впервые исследованы двумерные плазменные и магнитоплазменные возбуждения в системе с естественным сильно анизотропным электронным спектром на основе высококачественных гетероструктур AlAs/AlGaAs. К важным научным результатам можно отнести: определение спектра магнитоплазменных возбуж-

дений в ДЭС на основе квантовых ям AlAs, исследование особенностей его модификации при изменении концентрации, ширины квантовой ямы, приложения внешней одноосной деформации. Обнаруженный пьезоплазмонный эффект представляет собой потенциально мощный инструмент для исследования зонной структуры полупроводников. Помимо этого была улучшена и впервые применена оптическая методика детектирования магнитоплазменных возбуждений к непрямозонным полупроводникам. Данные экспериментальные результаты имеют чрезвычайно актуальность с практической точки зрения, поскольку допускают управление спектром за счёт перераспределения электронов между долинами. Проведенные исследования являются важным шагом на пути к созданию детекторов терагерцового излучения, а также генераторов электромагнитного излучения на принципе междолинного переброса носителей заряда (эффект Ганна) [41] на основе квантовых ям AlAs.

Степень достоверности и апробация работы.

В диссертационной работе представлены оригинальные результаты, которые были полученные впервые и докладывались с последующим обсуждением на нижеперечисленных конференциях и школе:

1. A. Khisameeva, V. Muravev, S. Gubarev, I. Kukushkin, “Plasma excitations and Anomalous Plasmonic Retardation Effect in two-dimensional system of anisotropic fermions”, стендовый доклад на 22nd International Conference on Electronic Properties of Two Dimensional Systems (EP2DS-22), Penn State University, USA, July 2017.
2. A. Khisameeva, V. Muravev, S. Gubarev, I. Kukushkin, “Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells”, стендовый доклад на 28th International Conference on Low Temperature Physics, Gothenburg, Sweden, August 2017.
3. A. R. Khisameeva, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, “Magnetospectroscopy of two dimensional anisotropic fermions in AlAs quantum wells”, стендовый доклад на Landau Days, Chernogolovka, Russia, June 2017.

4. A. R. Khisameeva, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, "Plasma excitations and anomalous plasmonic retardation effect in two-dimensional system of anisotropic fermions" устный доклад на Winter workshop/school on localization, interactions and superconductivity, Chernogolovka, Russia, December 2017.
5. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin "Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells", стендовый доклад на Modern Trends in Condensed Matter Physics(Lev Gorkov Memorial Conference), Chernogolovka, Russia, June 2019.
6. А. Р. Хисамеева, В. М. Муравьев, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, "Экспериментальное исследование магнитоплазменных возбуждений в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах посредством оптической методики детектирования", стендовый доклад на 14-й Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия, сентябрь 2019.
7. А. Р. Хисамеева, А. В. Щепетильников, В. М. Муравьев, С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, "Экспериментальное обнаружение Г—Х перехода в заполнении долин в узких ямах AlAs", стендовый доклад на 14-й Российской конференции по физике полупроводников, Новосибирск, Россия, сентябрь 2019.

Личный вклад автора. Представленные результаты были получены лично автором диссертационной работы. Соискатель принимал активное участие в постановках задач и выборе методологических подходов, изготовлении образцов в чистой комнате, проведении измерений, обработке и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке и написании статей.

Публикации. Основные результаты в рамках диссертационной работы представлены в следующих работах:

1. *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. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.041303>.
2. *Хисамеева А. Р., Губарев С. И., Муравьев В. М., Кукушкин И. В.* Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — т. 106, вып. 1. — с. 29—33. — DOI: [10.7868/S0370274X17130069](https://doi.org/10.7868/S0370274X17130069). — URL: <https://doi.org/10.7868/S0370274X17130069>.
 3. *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>.
 4. *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>.
 5. *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>.
 6. *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>.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объём диссертационной работы со-

ставляет 114 страниц с 43 рисунками и 1 таблицей. Список литературы содержит 104 наименования.

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Введение

Понятие «плазма» было введено в физику И. Ленгмюром и Л. Тонксом в 1929 году. В пионерской работе [42] рассматривался макроскопически электронейтральный ионизированный газ, частицы которого взаимодействовали посредством электромагнитного поля — по закону Кулона; в ней было продемонстрирована возможность распространения в такой среде коллективных возбуждений, представлявших собой совместно распространяющиеся по газу волны зарядовой плотности и волны электромагнитного поля, связанные между собой. Ими же было выведен закон дисперсии таких возбуждений, получивших название «плазменных осцилляций»:

$$\omega^2(k) = \omega_p^2 + c^2 k^2, \quad (1.1)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}, \quad (1.2)$$

где c — скорость света, n — плотность электронов, e — элементарный заряд, а m — масса свободного электрона. В длинноволновом пределе плазменные возбуждения обладают конечной частотой ω_p — так называемой «плазменной частотой». Возбуждения с частотой меньше плазменной полностью экранируются, и их распространение в среде невозможно. Сама плазменная частота в первую очередь характеристиками именно электронной компоненты плазмы по той простой причине, что электроны гораздо легче.

Изучение плазменных явлений в физике твёрдого тела началось с работы Р. Вуда [43], в которой исследовалось прохождение ультрафиолетового излучения через тонкие плёнки щелочных металлов и было замечено, что отражение излучения пропадает при длинах волн меньше определённого значения (рис. 1.1). Этот факт был объяснён в работах К. Зенера и Р. Кронига [44; 45], в которых и было предложено применить представления о плазме к электронам проводимости в металлах.

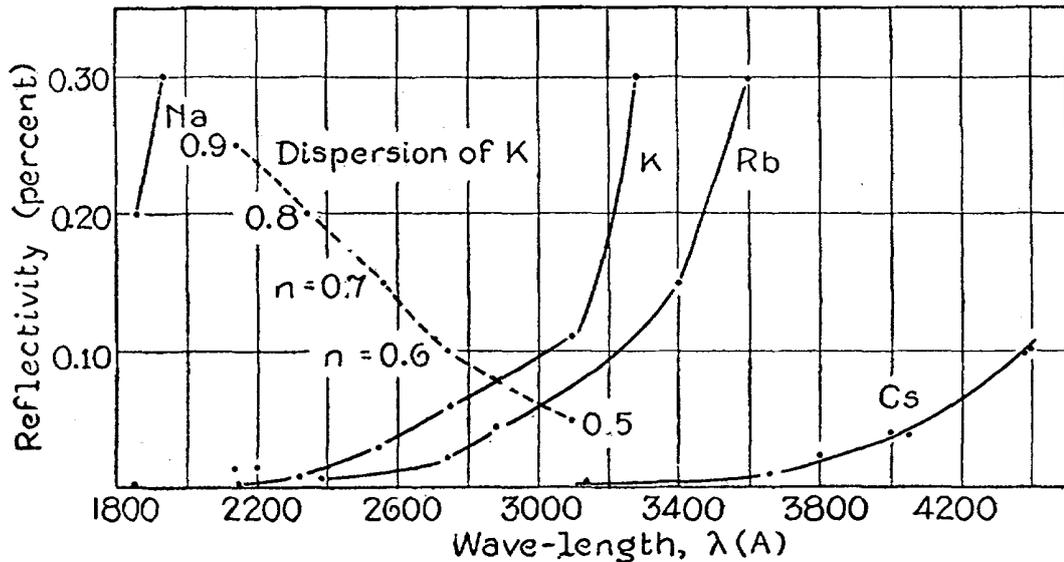


Рисунок 1.1: Зависимость коэффициента отражения для тонких плёнок щелочных металлов от длины волны. Также показана дисперсия для калия. Из работы [43].

Прямое наблюдение возбуждения плазменных волн было произведено в экспериментах Р. Рутемана и В. Ланга [46; 47] в 1948 году, в которых фольга из алюминия простреливалась высокоэнергетическим и с хорошей точностью монохроматическим потоком электронов. В спектрах энергетических потерь наблюдалась серия пиков на определённых энергиях. Это было интерпретировано Д. Бомом и Д. Пайнсом в работах [48; 49] как возбуждение продольных плазменных колебаний, квант которых был назван «плазмоном»; ими же была построена количественная теория, учитывающая, что электроны в металлах представляют собой квантовый вырожденный Ферми-газ. Для длинноволновых плазмонов возбуждений был выведен следующий закон дисперсии:

$$\omega^2(k) = \omega_p^2 + \frac{3}{5}v_F^2k^2, \quad (1.3)$$

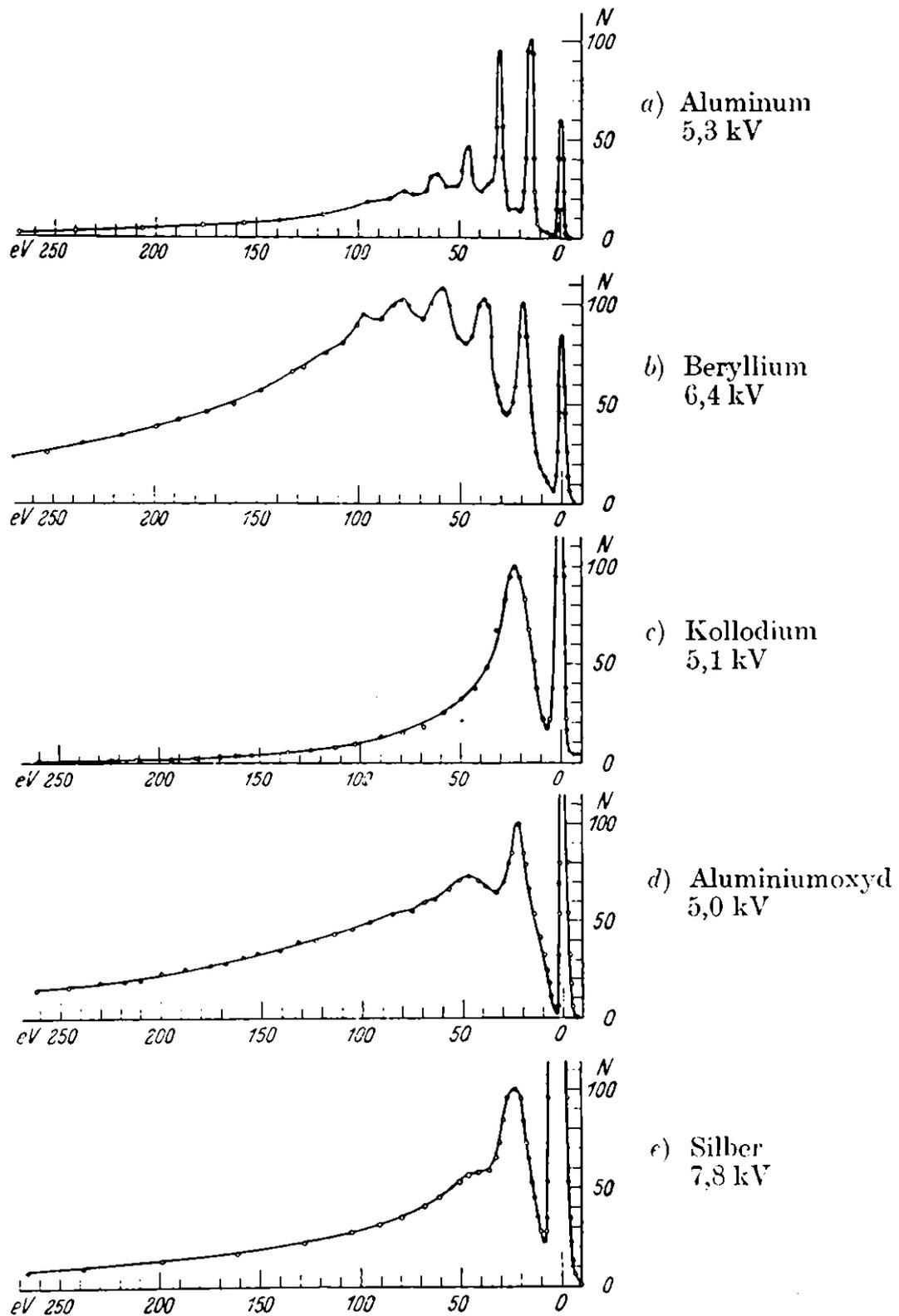


Рисунок 1.2: Спектр энергетических потерь электронов, простреливающих тонкие плёнки алюминия. Из работы [46].

где v_F — скорость Ферми электронов в металле, а выражение для плазменной частоты аналогично (1.1), однако в которой m представляет собой эффективную массу электрона в металле. При достаточно больших волновых векторах

$k > k^*$, плазменная ветвь возбуждений попадает в область электрон-дырочного континуума, что приводит к их достаточно быстрому затуханию. В этой области распад плазмона на электрон-дырочную пару становится кинематически разрешён (рис. 1.3).

Для определения границ электрон-дырочного континуума достаточно рассмотреть законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{cases} \omega &= \frac{p_1^2}{2m} - \frac{p_2^2}{2m} \\ \vec{q} &= \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \end{cases} \Rightarrow \omega(q) = \frac{2\vec{p}_2 \cdot \vec{q} + q^2}{2m}, \quad (1.4)$$

где $p_1 > p_F$ соответствует импульсу электрона, а $p_2 < p_F$ — дырки. Полученная система совместна лишь при $\max(0, \omega_-(q)) < \omega < \omega_+(q)$, что задаёт границы электрон-дырочного континуума:

$$\omega_{\pm}(q) = \frac{q^2}{2m} \pm v_F q \quad (1.5)$$

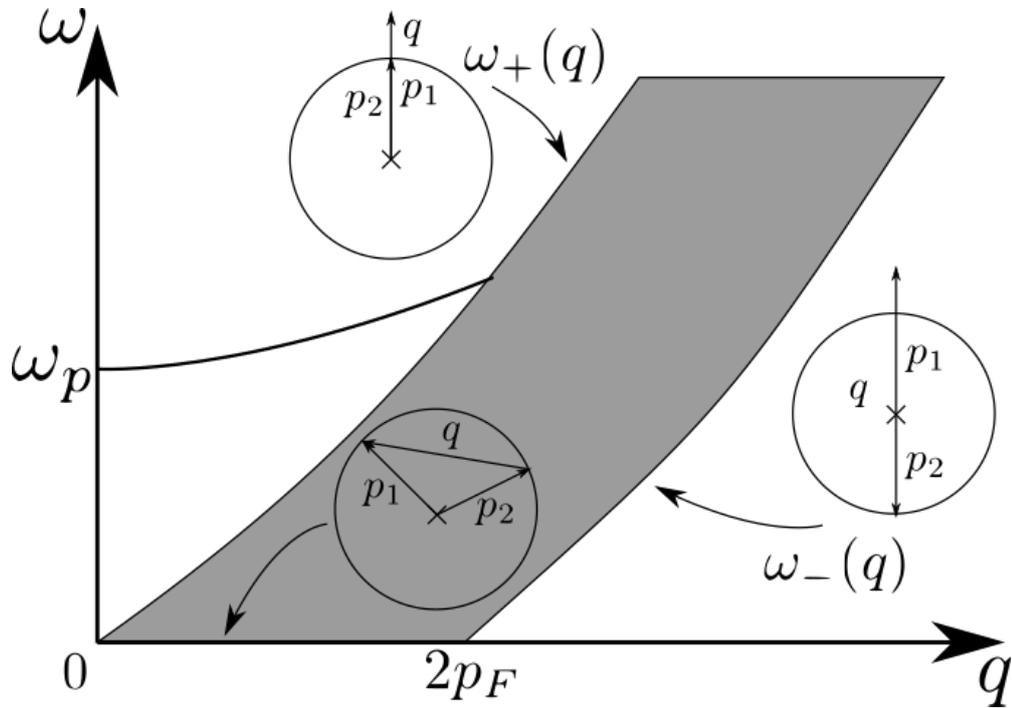


Рисунок 1.3: Сплошная линия — характерный спектр плазменных возбуждений. Серая область — электрон-дырочный континуум. Линия заходит в область при $k > k^*$, при этом плазменная ветвь становится быстро затухающей вследствие затухания Ландау.

Граничная величина волнового вектора плазменных возбуждений, тем самым, определяется из уравнения $\omega_p(k^*) = \omega_+(k^*)$, что даёт оценку порядка $k^* \sim \omega_p/v_F$.

1.2 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

Плазменные возбуждения в двумерных системах ведут себя несколько иначе по сравнению с объёмными трёхмерными плазмонами. Хотя движение электронов и происходит в плоскости, электрическое поле, создаваемое этими электронами, трёхмерно и подчиняется трёхмерным уравнениям Максвелла. Как следствие, электрическое поле, создаваемое волной зарядовой плотности с малым волновым вектором, оказывается слабее, что в конечном итоге модифицирует спектр плазменных возбуждений и делает его бесщелевым. Закон дисперсии для двумерных плазмонов был впервые получен Ф.Стерном в 1967 году [6] и имел следующий вид:

$$\omega(k) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon_{\text{env}}} k}, \quad (1.6)$$

где ϵ_{env} — диэлектрическая проводимость окружения двумерной электронной системы, n_s представляет собой поверхностную плотность заряда, а m^* — эффективная масса электронов.

В действительности, в представляющих экспериментальный интерес случаях двумерная электронная система никогда не погружена в среду с постоянной диэлектрической проницаемостью; напротив, окружение может обладать нетривиальной структурой. В таких случаях, эффективная диэлектрическая проницаемость сама может зависеть от волнового вектора $\epsilon_{\text{env}} = \epsilon_{\text{env}}(k)$. Следуя обзорной работе [50], приведём несколько примеров:

- Система находится между двумя диэлектриками с проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 толщины d_1 и d_2 соответственно; и всё это погружено в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 :

$$\epsilon_{\text{env}}(k) = \frac{\epsilon_1 \epsilon_1 \text{th} kd_1 + \epsilon_0}{2 \epsilon_1 + \epsilon_0 \text{th} kd_1} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_2 \text{th} kd_2 + \epsilon_0}{2 \epsilon_1 + \epsilon_0 \text{th} kd_2} \quad (1.7)$$

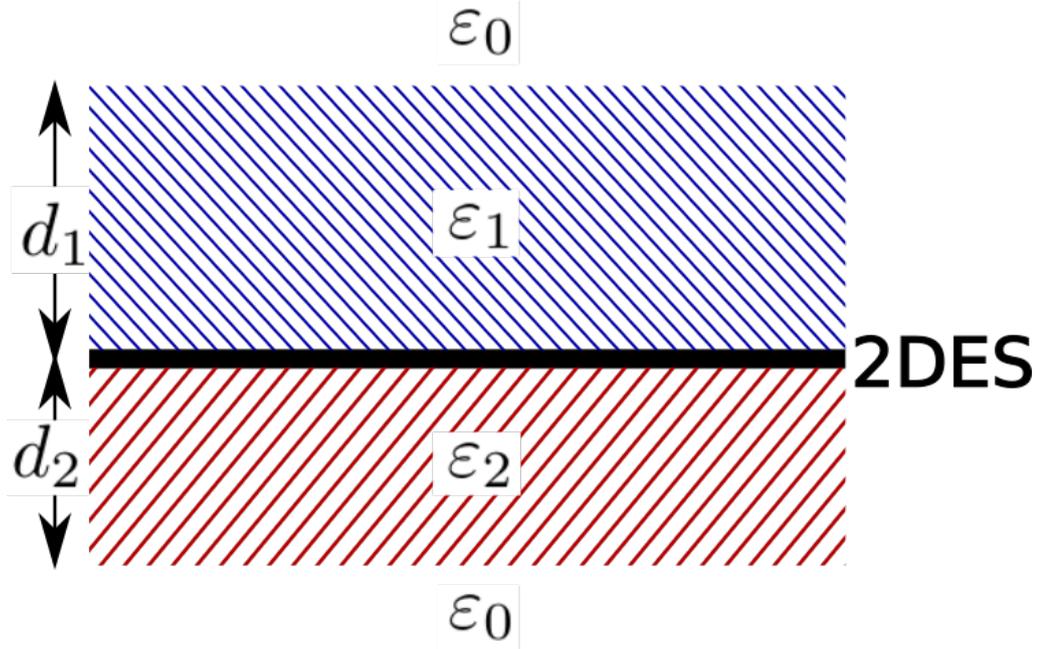


Рисунок 1.4: Схематическое изображение двумерной электронной системы в окружении слоев с различной диэлектрической проницаемостью

- Одна из сред, между которыми заключена система, бесконечна ($d_1 \rightarrow \infty$), а другая имеет конечную толщину d :

$$\varepsilon_{\text{env}}(k) = \frac{1}{2} \left(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \frac{\varepsilon_2 \operatorname{th} kd + \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_0 \operatorname{th} kd} \right) \quad (1.8)$$

- С одной стороны от системы на расстоянии d расположен экранирующий затвор ($\varepsilon_0 \rightarrow \infty$), с диэлектрической прослойкой с проницаемостью ε_2 , а с другой имеется полубесконечная среда с проницаемостью ε_1 :

$$\varepsilon_{\text{env}}(k) = \frac{1}{2} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \operatorname{cth} kd) \quad (1.9)$$

- Наконец, если обе среды можно считать полубесконечными ($d_{1,2} \rightarrow \infty$):

$$\varepsilon_{\text{env}} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} \quad (1.10)$$

Тут же сразу можно отметить, что наличие экранирующего затвора приводит к поведению на самых малых волновых векторах $\varepsilon(k) \propto 1/kd$, что тем самым значительно модифицирует спектр (1.6), делая зависимость линейной $\omega(k) \propto k$ вместо корневой.

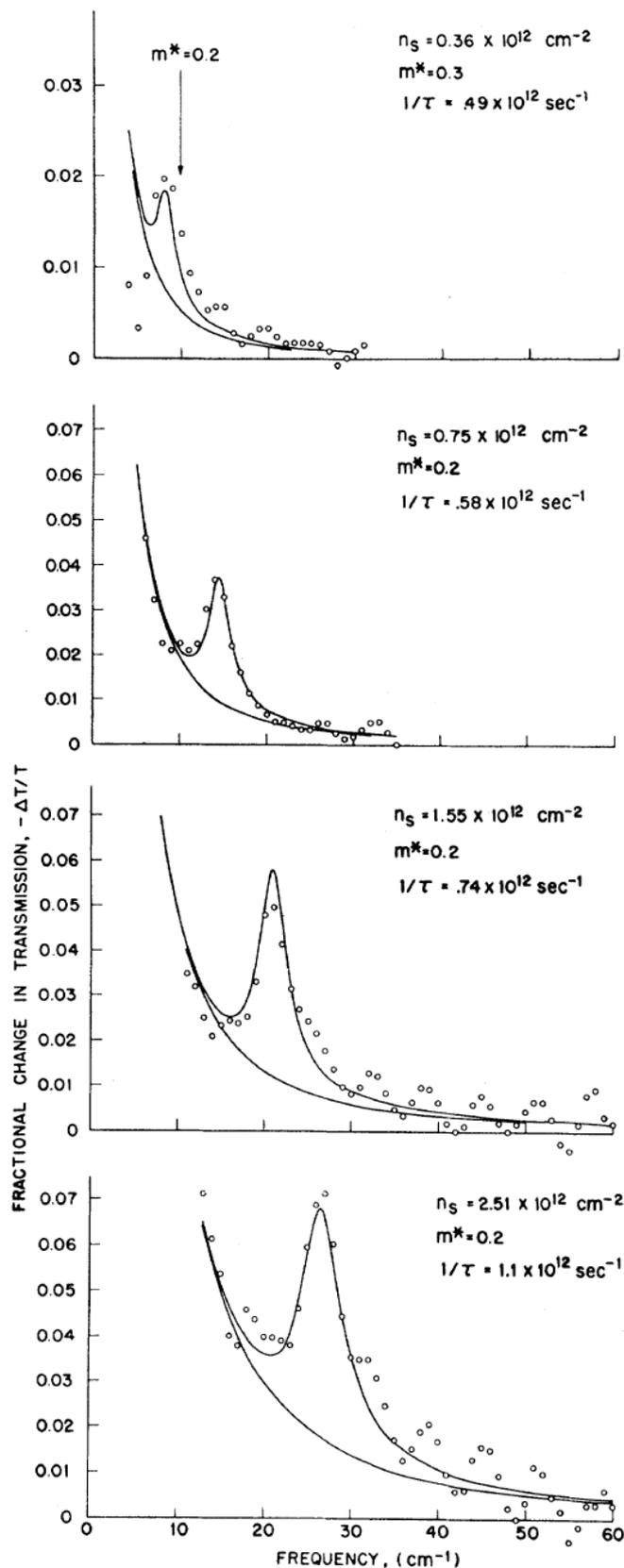


Рисунок 1.5: Кривые прохождения электромагнитного излучения через кремниевые МОП-структуры с напылённым металлическим затвором. Пики соответствуют возбуждению плазменной моды. Сплошная линия внизу соответствует предсказанию модели Друде $\propto 1/\omega$. Из работы [22]

Первое экспериментальное обнаружение двумерных плазменных колебаний было осуществлено Граймсом и Адамсом в работах [51; 52] 1976 года, в которых авторы исследовали поглощение переменного электрического поля системой электронов на поверхности жидкого гелия. Результаты, полученные авторами, хорошо согласовывались с теоретическими предсказаниями. В 1977 году в работе [22] были исследованы плазменные возбуждения в кремниевых МОП-структурах, на поверхность которых был напылён решётчатый металлический затвор, посредством которого и осуществлялось возбуждение плазмонов. На Рис. 1.5 приведены частотные спектры пропускания электромагнитного излучения через систему, резонанс на которых и соответствует возбуждению двумерного плазмона; положения резонансов на рис. 1.6 хорошо описываются предсказанной корневой зависимостью от плотности носителей.

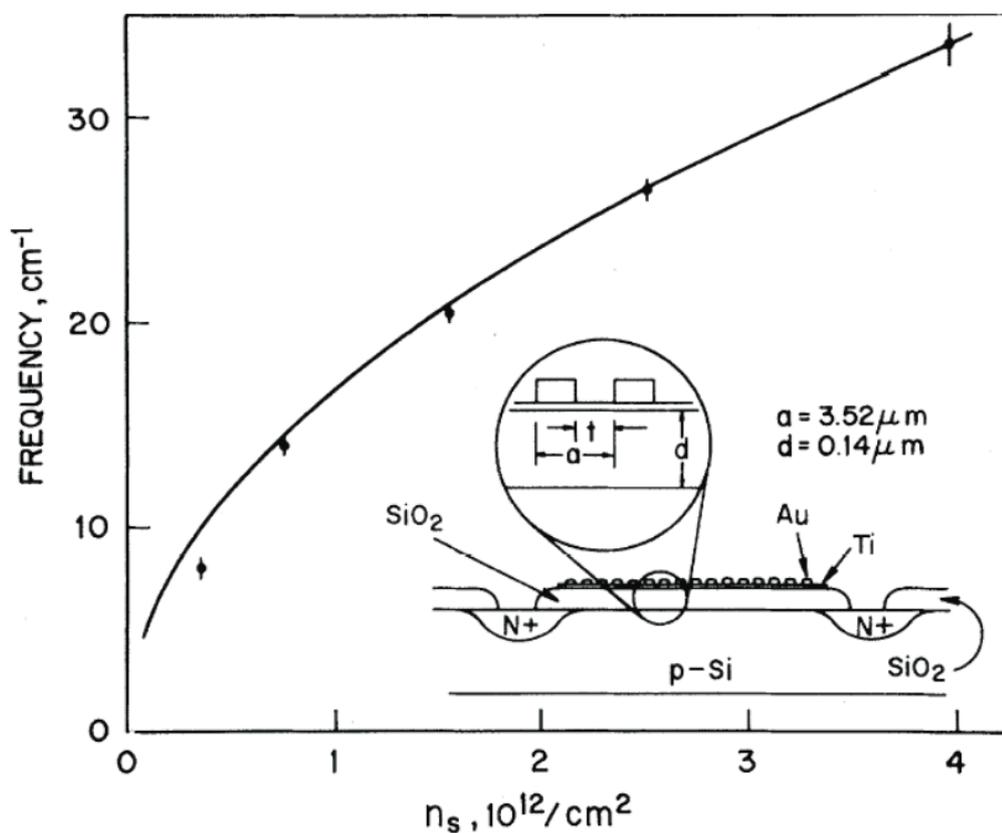


Рисунок 1.6: Зависимость положения пика пропускания от концентрации носителей заряда. Сплошная линия — аппроксимация корневой зависимостью, следующая из формулы (1.6). Из работы [22]

1.3 Плазменные возбуждения в присутствии магнитного поля

Для описания объёмных магнитоплазменных возбуждений плодотворным оказывается подход, использующий макроскопические уравнения Максвелла, из которых можно получить, что плазменные возбуждения соответствуют нулям эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, k) = 0$. Для трёхмерного объёмного случая, диэлектрическая проницаемость может быть выражена через проводимость в следующем виде:

$$\varepsilon_{\text{xx}}^{(3\text{D})}(\omega, k) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{\text{xx}}^{(3\text{D})}(\omega, k)}{\omega}, \quad (1.11)$$

а в двумерном случае связь между продольной диэлектрической восприимчивостью и проводимостью принимает вид

$$\varepsilon_{\text{xx}}^{(2\text{D})}(\omega, k) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{\text{xx}}^{(2\text{D})}(\omega, k) k}{\omega \varepsilon_{\text{env}}}, \quad (1.12)$$

где ε_{env} обозначает эффективную диэлектрическую проницаемость среды вокруг двумерной электронной системы.

Совместно с моделью Друде для проводимости:

$$\sigma_{\text{xx}}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^* (1 - i\omega\tau)}, \quad (1.13)$$

где m — эффективная масса электронов в среде; для трёхмерного случая n_s должно быть заменено на n — объёмную концентрацию электронов, и τ — время релаксации импульса электронами. В пределе малой диссипации $\omega\tau \gg 1$, из этих формул следует выражение как для трёхмерной плазменной частоты (1.2), так и дисперсия для двумерных плазмонов (1.6).

При включении магнитного поля, квазиклассическое движение электронов в плоскости перпендикулярной направлению поля представляет собой движение по окружности. Частота этого движения, называемая циклотронной, не зависит

от импульса электрона и задаётся следующим выражением:

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*c} \quad (1.14)$$

Квантование такого периодического движения приводит к появлению в системе дискретного набора уровней Ландау:

$$E_{n,\sigma} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + g\mu_B B s, \quad (1.15)$$

где $s = \pm 1/2$ — проекция спина электрона на магнитное поле; g представляет собой g -фактор электрона, μ_B — магнетон Бора. Как следствие, в спектре системы возникают возбуждения на циклотронной частоте — так называемый циклотронный резонанс. В частности, в рамках модели Друде наличие магнитного поля модифицирует выражение для проводимости, отражая факт наличия этого резонанса:

$$\sigma_{xx}(\omega, B) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}. \quad (1.16)$$

Применяя написанные выше формулы, определяющие плазменную частоту, для выражения, учитывающее приложенное к системе магнитное поле, можно увидеть как модифицируется закон дисперсии для объёмных плазменных возбуждений:

$$\omega_{\text{мп}}^2(k) = \omega_p^2(k) + \omega_c^2 \quad (1.17)$$

Это выражение имеет наглядный физический смысл: при возбуждении магнетоплазмона, электрон участвует в суперпозиции продольных плазменных колебаний с частотой ω_p и поперечного циклотронного движения с частотой ω_c .

1.3.1 Краевые магнетоплазмоны

Магнетоплазменные возбуждения в ограниченных системах обладают несколькими особенностями по сравнению с объёмными. Первое обстоятельство тривиально и связано с тем, что в конечных образцах волновой вектор плазменных возбуждений квантуется: к примеру, в полоске ширины W соответствующий этому направлению волновой вектор может принимать дискретный набор значений $q = \pi N/W$, $N = 1, 2, \dots$; а в геометрии диска в работе [53] было

показано, что фундаментальная мода соответствует $q = 2.4/d$, где d — диаметр диска.

Строго говоря, профиль электронной плотности при возбуждении плазменных колебаний не может быть описан в виде просто стоячей волны, а обладает более сложной структурой. Из-за этого обстоятельства, правило квантования $q = \pi N/W$ оказывается лишь приближённым. В частности, в геометрии полоски это приводит к уменьшению плазменной частоты фундаментальной моды ($N = 1$) в примерно 0.85 раз [54].

Наконец, в системе конечного размера возникают также и дополнительные ветви возбуждений, названные краевыми магнетоплазмонами — то есть возбуждения, локализованные вблизи края образца и распространяющиеся вдоль него. Последние также чувствительны к структуре краевого обеднения двумерной электронной системы, то есть от к профилю концентрации электронов около границы. Стоит отметить, что с экспериментальной точки зрения наиболее удобным оказывается изучение возбуждений в геометрии диска — в частности, именно такая геометрия рассматривается и в данной диссертации.

Аналитическое изучение магнетоплазменных возбуждений было проведено в работах Феттера [55], а также Волкова и Михайлова [8; 50; 56]. В работах [50] рассматривался резкий край $n(x) = n_0\theta(x)$ у полубесконечной двумерной электронной системы и в пределе больших магнитных полей, так что $\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$, и было получено следующее выражение для закона дисперсии магнетоплазменных мод, распространяющихся вдоль края:

$$\omega_{\text{emp}}(k) \approx \frac{2k\sigma_{xy}}{\varepsilon_{\text{env}}} \ln \frac{1}{kl}, \quad l = \frac{2\pi i\sigma_{xx}(\omega)}{\omega\varepsilon} \quad (1.18)$$

Величина l представляет собой длину, на которой локализуется заряд при возбуждении краевого магнетоплазмона. Она определяется диагональной компонентой тензора проводимости следующим образом:

$$l = \frac{2\pi i\sigma_{xx}(\omega)}{\omega\varepsilon_{\text{env}}} \quad (1.19)$$

В рамках модели Друде, поперечная проводимость даётся следующим выражением:

$$\sigma_{xy} = \frac{n_s e^2 \tau}{m} \frac{\omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2} \approx \frac{n_s e^2}{m^* \omega_c}, \quad (1.20)$$

что демонстрирует общие свойства краевого магнетоплазмона — при больших полях он ведёт себя как $\omega_{\text{emp}}(k) \sim \omega_p^2(k)/\omega_c$ (за исключением слабого логарифмического множителя).

Удивительным образом, в низкочастотном пределе $\omega\tau \ll 1$, время жизни краевого магнетоплазмона оказывается независимым от диссипативной диагональной компоненты тензора проводимости, и даётся следующей формулой:

$$\tau_{\text{emp}} \sim \frac{\varepsilon_{\text{env}}}{|\sigma_{xy} k|} \quad (1.21)$$

Напротив, в высокочастотном пределе $\omega\tau \gg 1$ оно определяется практически временем релаксации электронов:

$$\tau_{\text{emp}} \sim \tau \ln \frac{1}{kl} \quad (1.22)$$

Ещё одной примечательной особенностью краевых магнетоплазмонных является тот факт, что в сильных магнитных полях $\omega_c \tau \gg 1$ они представляют собой хорошо определённые возбуждения как при $\omega_{\text{emp}} \tau \gg 1$, так и при $\omega_{\text{emp}} \tau \ll 1$, что позволяет наблюдать их при достаточно низких частотах. Кроме того, зависимость времени затухания от поперечной проводимости σ_{xy} , из-за чего спектроскопия краевых магнетоплазмонных может быть использована для изучения как целочисленного, так и дробного квантовых эффектов Холла. Данная зависимость была подтверждена экспериментально в работе [57] (рис. 1.7).

Полная классификация мод в геометрии диска для случая эллиптического профиля электронной плотности:

$$n(r) = n_0 \sqrt{1 - r^2/R^2} \quad (1.23)$$

была проведена Назиным и Шикиным [58] — такая классификация оказалась возможной поскольку при таком профиле задача может быть решена точно. Полученные ими магнетоплазменные ветви описываются следующими выражениями:

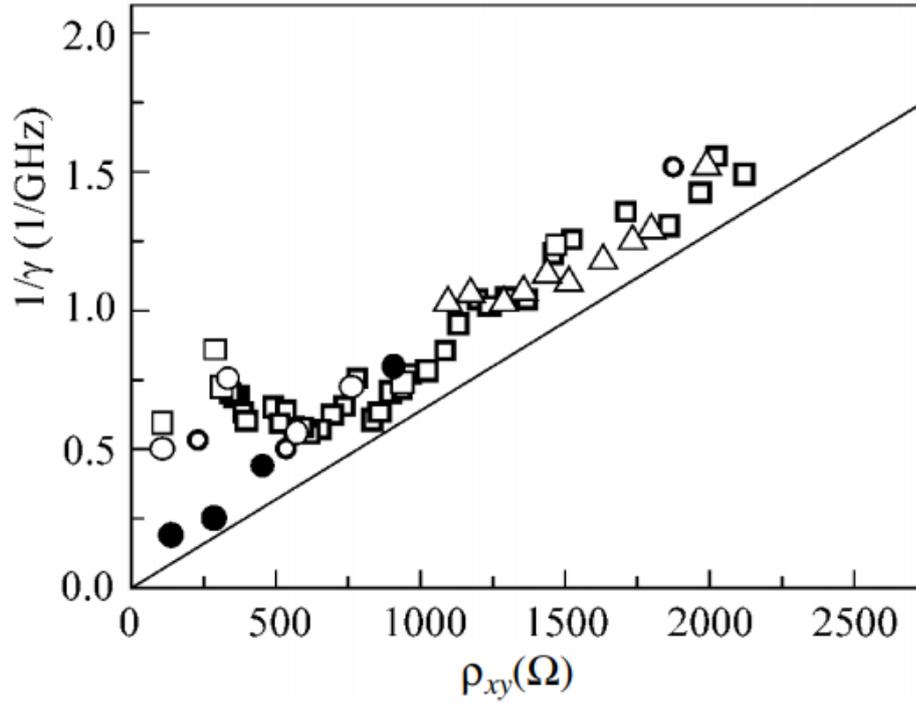


Рисунок 1.7: Универсальная зависимость ширины плазменного резонанса $1/\gamma$ от Холловской проводимости $\rho_{xy} = B/nec$. Из работы [57]

$$\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_p^2 + (\omega_c/2)^2} \pm \omega_c/2 \quad (1.24)$$

Стоит отдельно отметить, что приближение эллиптического профиля электронной плотности носит эмпирический характер и неплохо описывает эксперимент при достаточно слабых магнитных полях. В обратном случае, когда приложенные поля достаточно сильны, краевой магнетоплазмон локализуется в небольшой области у края образца, из-за чего он становится гораздо более чувствителен к явному виду профиля. В результате чего возникает расхождение между теорией и экспериментом [59], связанное с тем, что в реальных образцах профиль плотности постоянен почти вплоть до границы, а затем достаточно быстро убывает в обеднённом слое.

Магнетоплазменные возбуждения в дисках на основе полупроводниковых гетероструктур GaAs/AlGaAs исследовались Алленом в работе 1983 года [7]. Детктирование проводилось путём изучения поглощения системой инфракрасного излучения. Полученная магнитодисперсия представлена на рис. 1.8. Видно, что обе ветви — и краевой, и объёмный магнетоплазмоны — в нулевом магнитном поле стартуют с плазменной частоты, однако краевая мода по мере

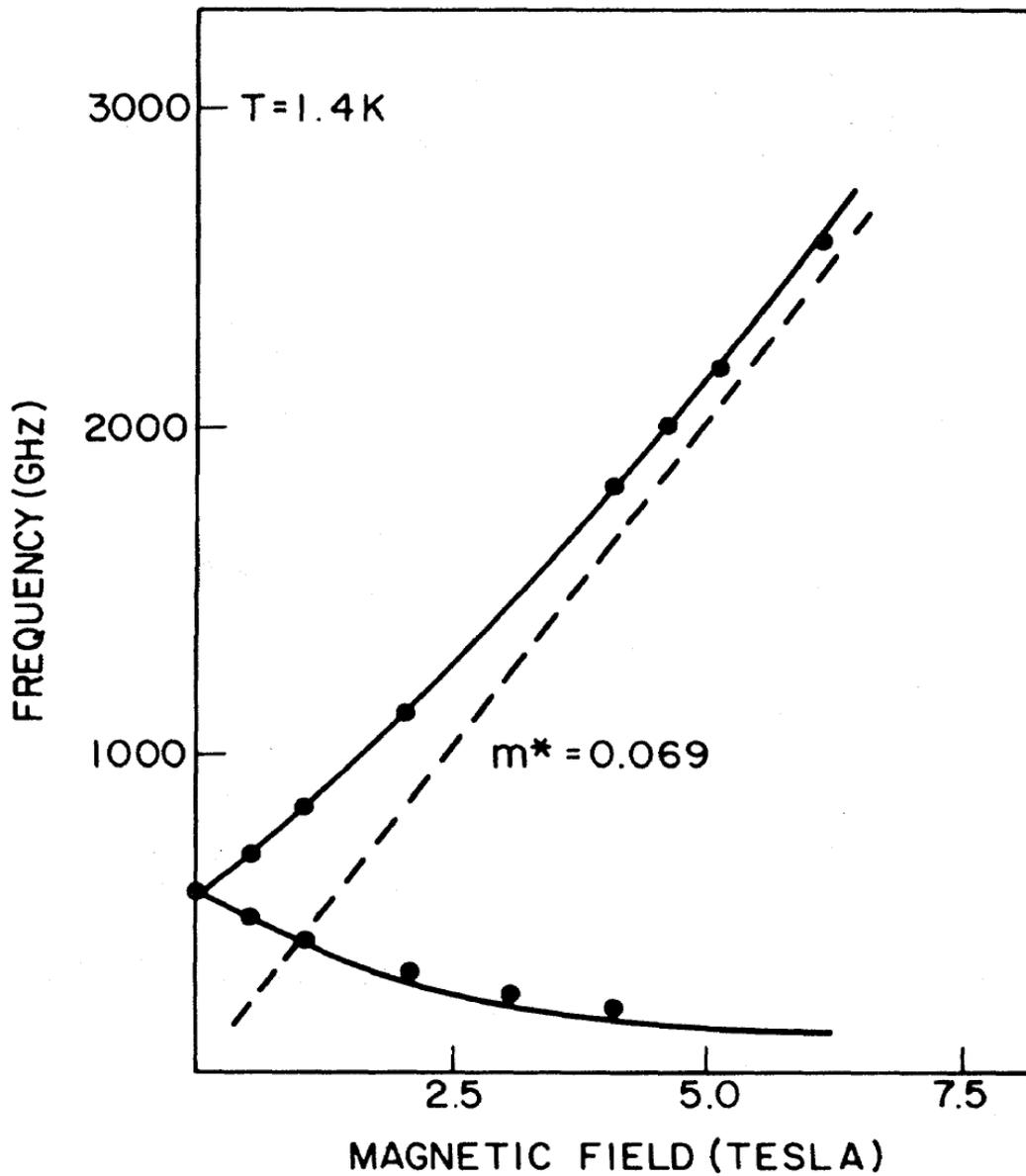


Рисунок 1.8: Магнетодисперсия плазменных колебаний в дисках на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Верхняя линия соответствует объёмной магнетоплазменной моде, нижняя — краевой. Из работы [7]

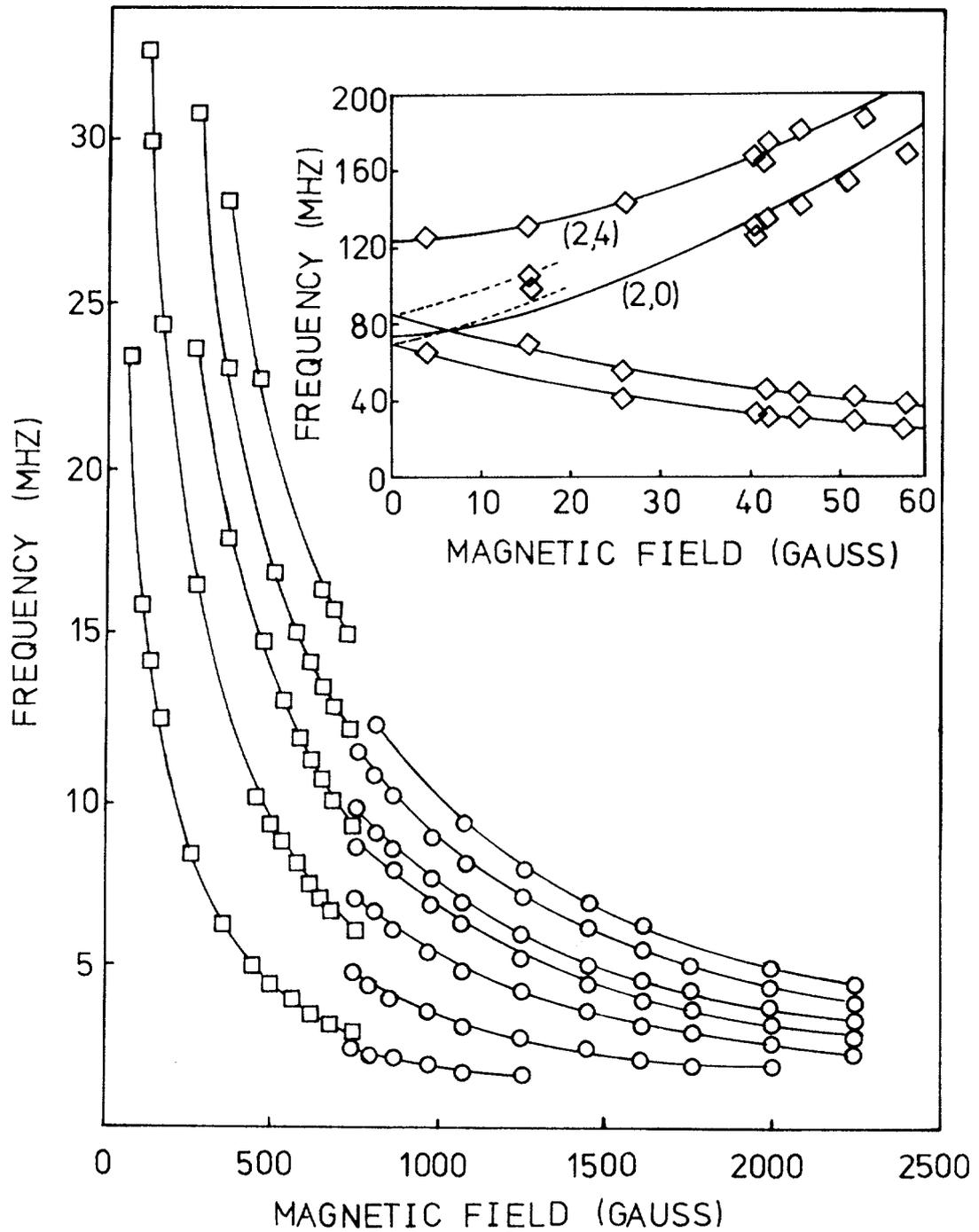


Рисунок 1.9: Магнетодисперсия нижних краевых магнетоплазменных мод для системы двумерных электронов на поверхности жидкого гелия. Из работы [60]

увеличения магнитного поля стремится к нулю как $\omega_{\text{edge}} \propto \omega_p^2/\omega_c$, в то время как объёмный, в соответствии с предсказаниями из предыдущего раздела, асимптотически приближается к циклотронному резонансу $\omega_{\text{bulk}} \sim \omega_c$.

В работах Маста и Глатли [60; 61] впервые изучались магнетоплазменные возбуждения в электронной системе на поверхности жидкого гелия. В них электроны инжектировались в ячейки, наполовину заполненные жидким гелием, и удерживались на поверхности при помощи металлических электродов, равноудалённо расположенных на расстоянии около 1 мм от поверхности гелия. Подавая затем на электроды слабое переменное напряжение, в электронной системе возбуждались колебания плотности, что приводило к возникновению стоячих плазменных волн в системе. На рис. 1.9 из работы [60] изображены полученные магнетодисперсии для нескольких нижних мод, и которые отлично совпали с теоретическими предсказаниями. Именно в этой работе было предложено название “краевой магнетоплазмон” для описания низкочастотных веток плазменных возбуждений.

1.3.2 Магнетоплазменные возбуждений в системе с анизотропной эффективной массой

В работах [62; 63] было показано, что задача поиска магнетоплазменных мод для диска с эллиптическим профилем электронной плотности эквивалентна задаче о движении одного электрона, масса которого совпадает с циклотронной, в поле гармонического осциллятора, что соответствует так называемому дипольному приближению. Ещё одним важным условием применимости данного приближения — это условие малости диссипации, т.е. $\{\omega_p, \omega_c\}\tau \gg 1$.

При помощи этого приближения можно также исследовать, как устроен спектр магнетоплазменных возбуждений в квантовых ямах на основе AlAs, которые рассматриваются в данной диссертации, и которые характеризуются анизотропным электронным спектром в различных долинах, с различными эффективными массами вдоль главных кристаллографических направлений m_{tr} и m_{\parallel} .

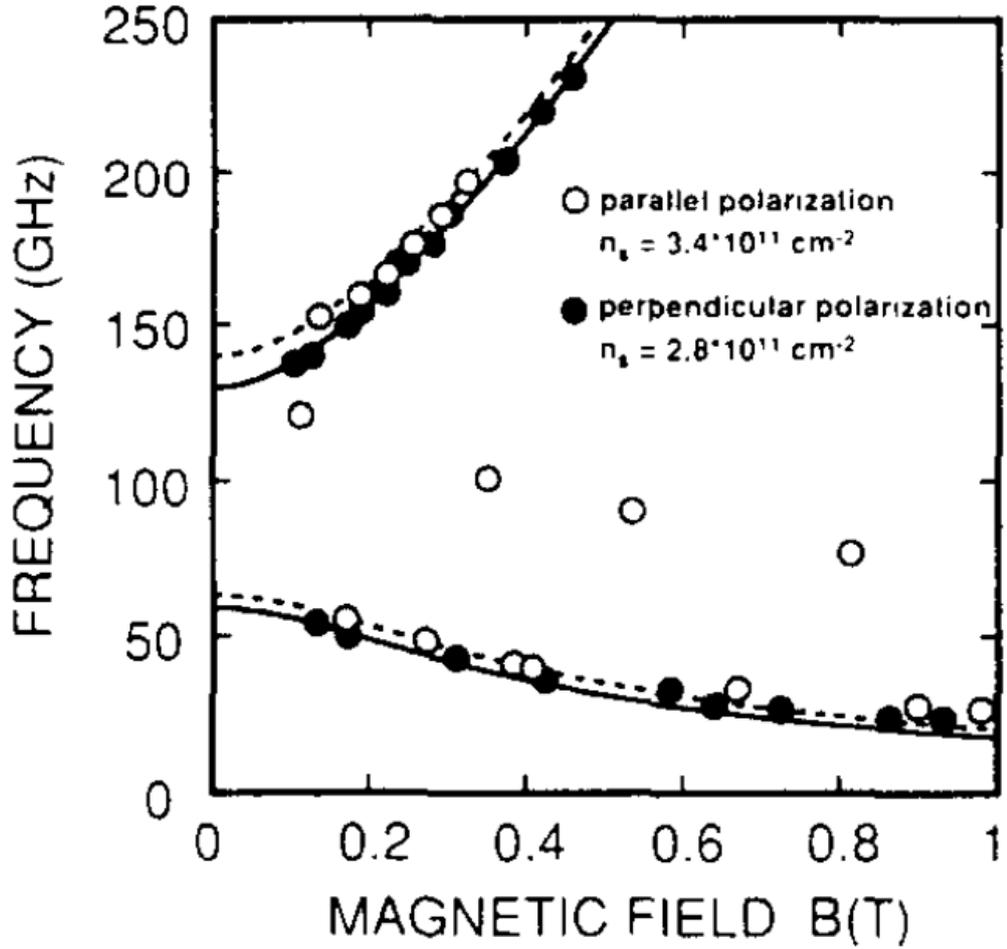


Рисунок 1.10: Магнетодисперсия плазменных колебаний в геометрии вытянутого эллипсоида. Из работы [62]

С учётом вышесказанного, мы можем записать следующий гамильтониан:

$$H = \frac{\left(\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}\right)^2}{2m_c} + \frac{m_c}{2}(\Omega_{[100]}^2 x^2 + \Omega_{[010]}^2 y^2), \quad \vec{A} = \begin{pmatrix} -By \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

где $m_c = \sqrt{m_l m_t}$ представляет собой циклотронную массу, а $\Omega_{[100]}$ и $\Omega_{[010]}$ — плазменные частоты вдоль главных кристаллографических направлений в отсутствие магнитного поля. Последние могут быть выведены из модели двухкомпонентной плазмы и даются следующими формулами [64]:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon_{\text{env}}} \left(\frac{n_x}{m_l} + \frac{n_y}{m_{\text{tr}}} \right), \quad (1.26)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{2\pi e^2 q}{\varepsilon_{\text{env}}} \left(\frac{n_x}{m_{\text{tr}}} + \frac{n_y}{m_l} \right). \quad (1.27)$$

В таком случае, из дипольного приближения следует [65] следующее выражение для двух веток плазменных мод:

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{[100]} + \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{[100]} - \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \right], \quad (1.28)$$

где n_x и n_y представляют собой электронные плотности в двух долинах, циклотронная частота соответствует циклотронной массе $\omega_c = eB/m_c c$, а волновой вектор, следуя [53], должен быть взят равным $q = 2.4/d$.

Несложно видеть, что эта формула воспроизводит предыдущую, если спектр изотропен $m_l = m_{tr} \Rightarrow \Omega_{[100]} = \Omega_{[010]}$.

Главной особенностью спектра магнетоплазменных возбуждений в системе с анизотропной массой является открытие щели между объёмной и краевой модами в нулевом магнитном поле. Аналогичный эффект может достигаться в случае, когда форма образца представляет собой не диск с эллиптическим профилем плотности, а анизотропный эллипсоид; при этом величина деполяризующего поля начинает зависеть от направления приложенного поля, и как следствие, система также характеризуется различными величинами плазменных частот вдоль основных направлений эллипса. Данный эффект был продемонстрирован в работе [62], где магнитодисперсия имела вид, изображённый на рис. 1.10.

Магнитодисперсия в системах с анизотропным спектром изучалась в работе [24], в которой исходно изотропный электронный спектр в квантовой яме на основе GaAs модифицировался путём приложения сильного продольного магнитного поля — и как следствие, в спектре плазмонов также открывалась щель в нулевом магнитном поле, см. рис. 1.11.

1.4 ДЭС на основе квантовых ям AlAs/AlGaAs

Успех эпохи современной электроники обусловлен прогрессом в технологии обработки информации путём манипулирования электронами в твердотельных устройствах. Среди немногих фундаментальных способов, таких как использование заряда или спина электрона, контроль и управление долиной степе-

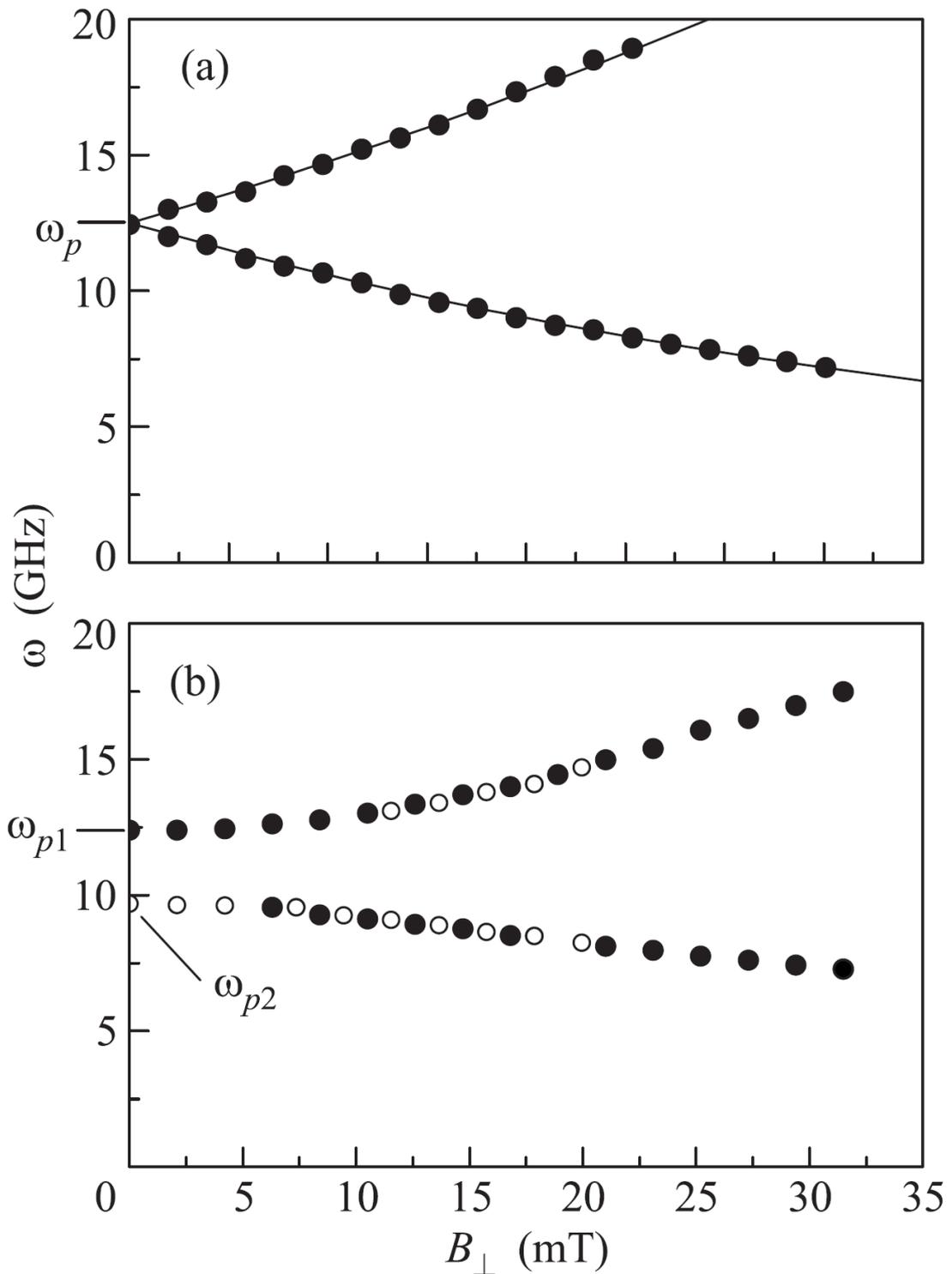


Рисунок 1.11: Открытие в спектре магнетоплазменных возбуждений в гетероструктуре на основе GaAs щели путём приложения сильного продольного магнитного поля. Из работы [24]

ни свободы в полупроводниках остаётся малоизученным. Благодаря успехам в молекулярно-лучевой эпитаксии стало возможным получения многодолинных ДЭС на основе квантовых ям AlAs/AlGaAs.

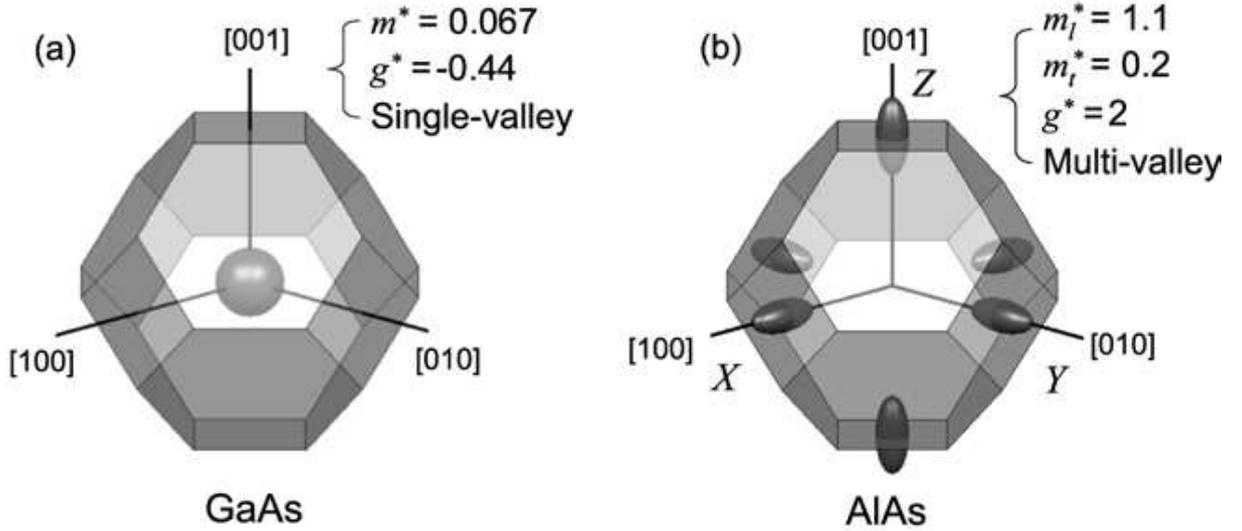


Рисунок 1.12: Схематическое изображение поверхностей постоянных энергий и зоны Бриллюэна для (a) объёмного GaAs и (b) объёмного AlAs [27].

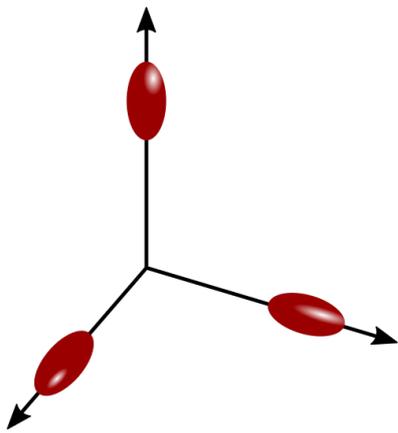
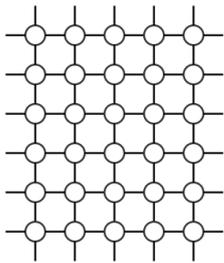
Как известно, электронные, магнитные и другие важные свойства полупроводников определяются их зонной структурой. Объёмный AlAs представляет собой непрямозонный полупроводник группы III-V с кристаллической структурой цинковой обманки. В отличие от более распространённого GaAs с минимума в Γ -точке зоны Бриллюэна, минимумы зоны проводимости в AlAs находятся в шести эквивалентных X -точках (рис. 1.12). Вместо однодолинной изотропной поверхности постоянной энергии как в GaAs - 6 сильно анизотропных полуэллипсоидов вдоль основных кристаллографических направлений $[100]$, $[010]$ и $[001]$, обозначаемые, соответственно, X_x , X_y и X_z . Продольная и поперечная эффективные массы электронов в этих долинах равны $m_{tr} = (0.20 \pm 0.02)m_0$ и $m_l = (1.1 \pm 0.1)m_0$ в единицах массы свободного электрона [66], соответственно, что сильно превосходит значение в арсениде галлия ($m^* = (0.067 \pm 0.1)m_0$). Ещё одним важным отличием является то, что эффективный g -фактор по величине близок к g -фактору свободного электрона [67].

Кристаллическая симметрия требует, чтобы долины были вырождены по энергии. При переходе к квантовым ямам, выращенным вдоль направления $[001]$, симметрия системы понижается и вырождение долин снимается из-за двух факторов. Во-первых, под влиянием потенциала, ограничивающего движение электронов в направлении роста, что делает X_z долину предпочтительнее

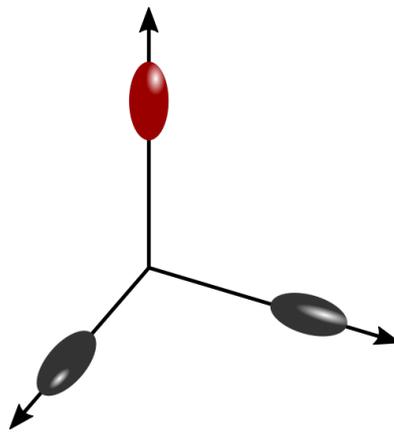
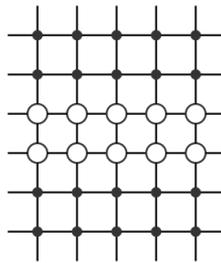
для заполнения, так как при заданной ширине квантовой ямы W , наименьший по энергии уровень соответствует долине с наибольшим значением эффективной массы вдоль направления роста:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* W}, \quad (1.29)$$

Объемный AlAs



$W < 6\text{nm}$



$W > 6\text{nm}$

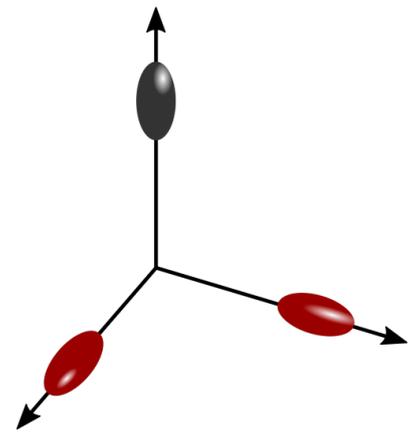
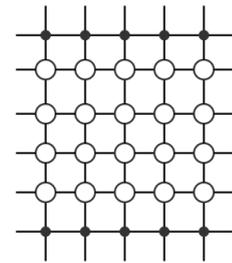


Рисунок 1.13: Схематическое изображение поверхностей постоянных энергий в случаях (а) объёмного AlAs; квантовых ям с шириной (b) $W < 6.0$ нм и (c) $W > 6.0$ нм.

Но из-за того, что GaAs имеет меньшее значение постоянной решётки 5.6533 по сравнению с AlAs 5,6611 при комнатной температуре [68], квантовая яма AlAs испытывает двухосное сжатие. Этот второй фактор приводит к тому, что энергия внутривоскостных X_x - X_y долин понижается. Конкуренция между этими двумя факторами определяет распределение электронов между долинами. Для гетероструктур AlAs/AlGaAs с $W > 6.0$ нм, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке вдоль кристаллографического направления [001], только анизотропные внутривоскостные X_x ([100]) и X_y ([010]) долины заполнены электронами, а при $W < 6.0$ нм — только внеплоскостная и изотропная в плоскости квантовой ямы X_z ([001]) долина (рис. 1.13). Более то-

го, заполнением долин в квантовых ямах AlAs/AlGaAs можно контролировать также и величиной ограничивающего потенциала [28–30].

Несмотря на то, что зонная структура AlAs имеет сходство с Si, между ними имеется существенное различие - заполнение долин в квантовых ямах. В кремнии поверхность постоянно постоянной энергии представляет собой шесть полных эллипсоидов с минимумами в Δ -точках зоны Бриллюэна. При переходе к квантовым ямам, выраженных вдоль направления [001], в кремниевых МОП-транзисторах или Si/SiGe гетероструктурах, только две внеплоскостные X_z долины (главные полуоси направлены перпендикулярно плоскости) заполняются электронами, так как им соответствует наибольшая эффективная масса электронов. В отсутствие приложенного напряжения энергетический спектр в такой ДЭС изотропен.

ДЭС на основе квантовых ям благодаря большим величинам эффективных масс электрона также позволяют изучать эффекты электрон-электронного взаимодействия при больших параметрах r_s , который определяется отношением характерной Кулоновской энергии к кинетической:

$$r_s = \frac{E_C}{\epsilon_F} = \frac{2}{\pi^{3/2}} \frac{e^2 \sqrt{m_1 m_2}}{\hbar^2 n_{2D}^{1/2}}$$

Для $m_1 = 1.1m_0$, $m_2 = 0.2m_0$, и характерной концентрации исследуемых структур $n_{2D} = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $r_s \approx 7.5$. При оценке r_s как отношение типичного расстояния между электронами к Боровскому радиусу получается схожее по порядку значение:

$$r_s = \frac{r}{a_B} \approx \frac{e^2 \sqrt{m_1 m_2}}{\pi^{1/2} n_{2D}^{1/2} \hbar^2} = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{E_C}{\epsilon_F} \approx 6$$

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 арсенида алюминия-галлия от молярной доли алюминия x показана на рис. 1.14 [69]. При $x < 45\%$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ представляет собой прямозонный полупроводник с минимумом зоны проводимости в Γ -точке, и наоборот при $x > 45\%$ это непрямоzonный полупроводник с минимумом в X -точке. В

гетероструктурах AlAs/AlGaAs концентрация в барьерных слоях лежит в диапазоне 40 – 46%, [70–72]. 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.

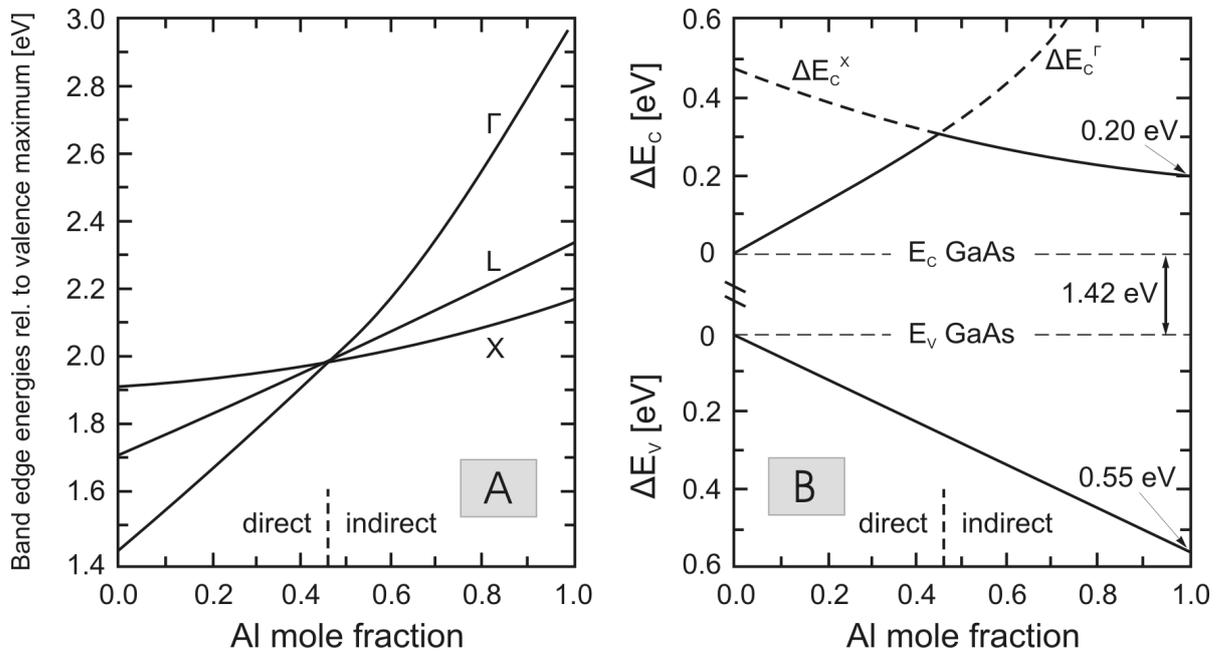


Рисунок 1.14: (А) Ширина запрещённой зоны $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в разных точках зоны Бриллюэна в зависимости от молярной массы Al. (В) Расположение валентной зоны и зоны проводимости в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от x . Из работы [69]

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 [73; 74]. Последние работы [75; 76] 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. Концентрация Al в барьерных слоях составляла $x \approx 33\%$.

Все вышеперечисленные особенности ДЭС на основе квантовых ям AlAs делают данный материал уникальной системой для исследования новых необычных фундаментальных физических явлений. Результаты исследований проде-

монстрировали наблюдение ферромагнетизма в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [31; 32], композитные фермионы [33], образование долинных скирмонов [34], долинная восприимчивость усиленная взаимодействием электронов [27; 35]. Также было показано, что транспортная анизотропия электронов передаётся композитным фермионам в квантовых ямах AlAs [36], а также баллистический перенос электронов в различных долинах [35; 77]. Возможность контролируемого заполнения долин делает данный материал потенциальным кандидатом для создания устройств "valleytronic-[78].

Глава 2

Образцы и экспериментальные методики

2.1 Параметры структур

В рамках данной работы все измерения проводились на высококачественных гетероструктурах AlAs/AlGaAs, созданные в группе проф. W. Wegscheider (ETH Zurich). Структуры были выращены на подложке нелегированного GaAs вдоль кристаллографического направления [001] посредством молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

В эксперименте использовались гетероструктуры, содержащие квантовые ямы AlAs различной ширины с ассиметричным δ -легированием кремнием Si. Схема стандартной последовательности слоёв исследуемых структур и энергетическая зонная диаграмма приведены на рис. 2.1(b). Барьерные слои были сформированы эпитаксиальным твёрдым раствором $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В исследуемых гетероструктурах AlAs/AlGaAs концентрация в барьерных слоях лежала в диапазоне 45 – 46% с высотой барьера порядка 0.1 эВ. Минимумы зоны проводимости в Γ и X точках в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при данной концентрации $x\%$ почти вырождены по энергии, и имеют энергию выше, чем в X для AlAs. Таким образом, слой AlAs действует как квантовая яма и может удерживать электроны (рис. 2.1(a)).

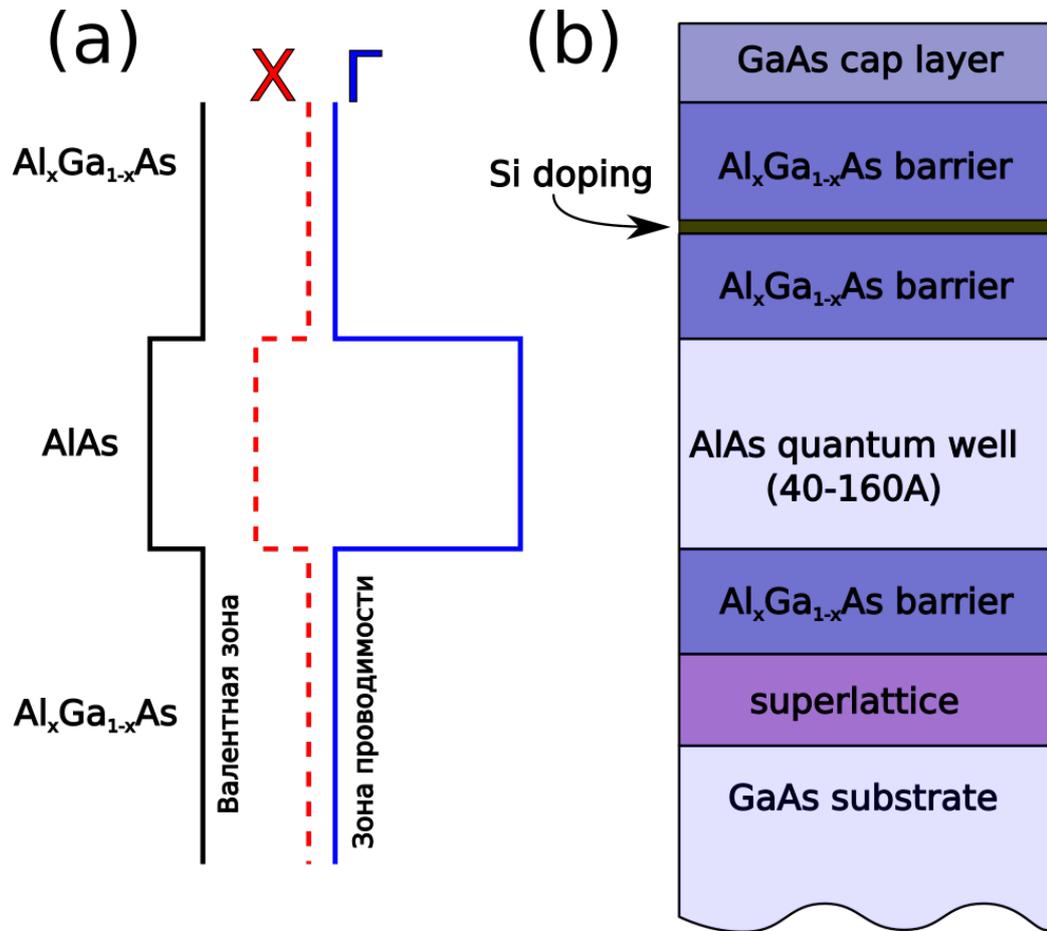


Рисунок 2.1: (а) Формирование квантовой ямы AlAs. Зона проводимости и валентная зона показаны для структур с $x \approx 40 - 45\%$ (б) Схематическое изображение последовательности слоев гетероструктуры.

Таблица 2.1: Параметры гетероструктур AlAs/AlGaAs

	W , нм	x , %	n_s 10^{11} cm^{-2}		μ 10^3 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	
			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

Основные характеристики гетероструктур AlAs/AlGaAs, такие как ширины квантовых ям, концентрации Al в барьерных слоях, электронные плотности и подвижности для измерений с подсветкой и без, представлены в Таблице 2.1.

2.2 Изготовление образцов

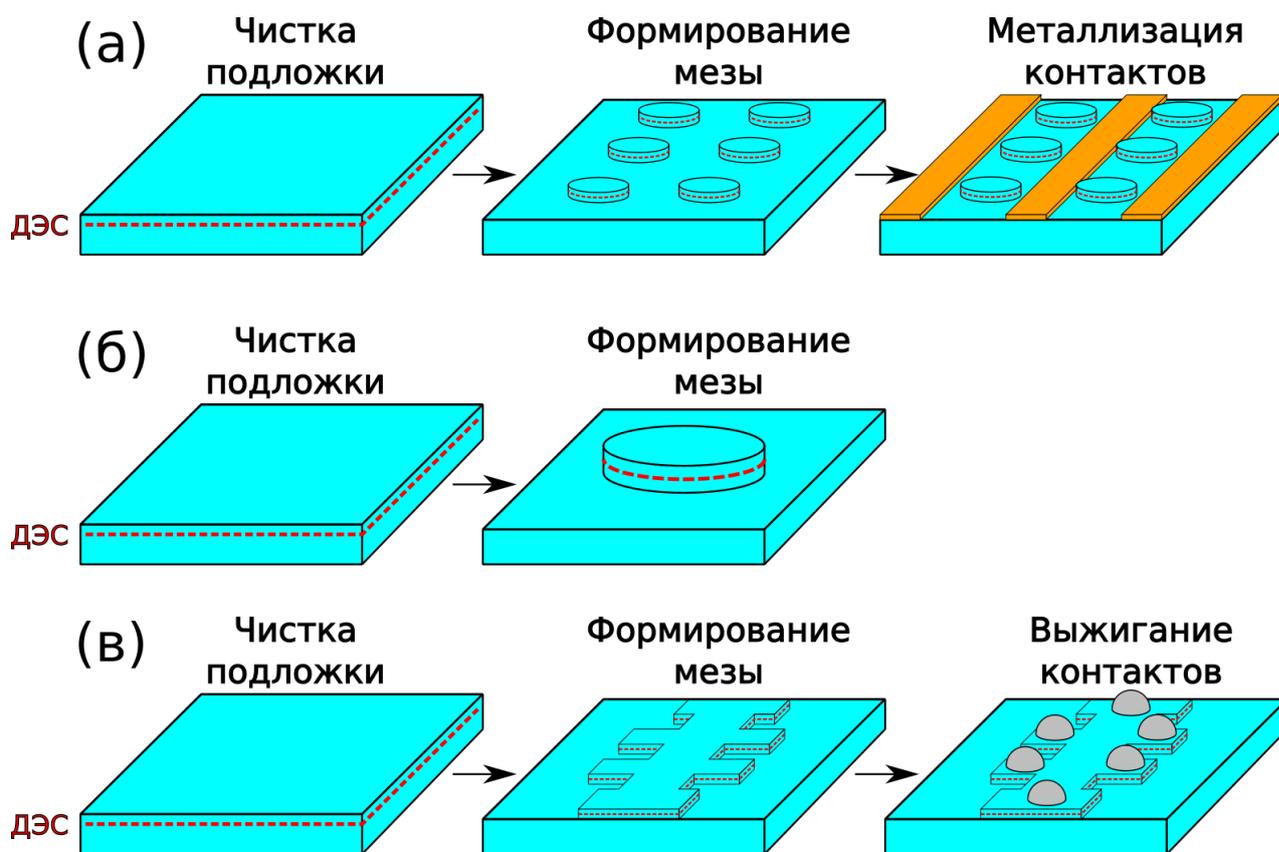


Рисунок 2.2: Поэтапный процесс изготовления образцов для (а) копланарной методики; (б) методики оптического детектирования микроволнового поглощения; (в) транспортной методики.

Весь процесс изготовления образцов производился в специальном помещении ИФТТ РАН с классом чистоты ISO-5. Основная последовательность этапов (рис. 2.2):

1. Подготовка поверхности подложек с полупроводниковыми гетероструктурами.

Чистка подложек производилась в ацетоне/изопропиловом спирте посредством ультразвуковой ванны, с последующей промывкой в деионизованной воде.

2. Формирование резистивной маски посредством стандартной методики оптической литографии (фотолитографии).

- Нанесение фоторезиста AZ 5214 E на образец посредством центрифуги на скорости 6000 об/мин в течение 30 секунд, что соответствует нанесённой толщине $\sim 1.2 \mu\text{м}$.
- Сушка фоторезиста для удаления растворителя в течение 4 минут при температуре 90° .
- Экспонирование фоторезиста через совмещённый фотошаблон на установке SUSS MicroTec MJB4 в течение 1-2 секунд. Формирование мезы с ДЭС происходило методом позитивной фотолитографии.
- Проявление и удаление производилось при помощи проявителя AZ 726 MIF.

3. Жидкостное химическое травление мез.

Для травления использовался раствор $\text{H}_2\text{SO}_4\text{-H}_2\text{O}_2\text{-H}_2\text{O}$ в соотношении 1 : 8 : 400. Скорость травления, как и в случае гетероструктур GaAs/AlGaAs, составляла $\sim 100 \text{ нм/мин}$.

4. Изготовление микрополосковых металлических линий при помощи термического напыления (для копланарных волноводов).

- Методом негативной фотолитография посредством резиста же AZ 5214 E и проявителя AZ 726 MIF открывались области для напыления металла.
- Для удаления остатков фоторезиста в конце применялась чистка кислородной плазмой.
- Перед термическим напылением образец предварительно погружали на несколько секунд в соляную кислоту для снятия слоя оксида с поверхности.
- Термическое напыление производилось на установке "VSE-PVD-Термо-4" под давлением $\sim 10^{-6}$ мбар. На образец последовательно напылялись 24 нм хрома Cr, для улучшения адгезии, и 130 нм золота Au.

5. Вжигание омических контактов к двумерной электронной системе (для стандартных Холловских мостиков).

Процесс заключался во вжигании напаянных In контактов в атмосфере образующего газа (80% N₂ и 20% H₂) при температуре 450° в течение 20 минут.

2.3 Копланарная методика детектирования плазменных возбуждений

В данной работе копланарная методика применялась для исследования микроволнового отклика двумерной электронной системы. Принцип детектирования основан на измерении ослабления проходящего через копланарный волновод СВЧ-сигнала, обусловленное разогревом ДЭС при возбуждении плазменных колебаний в системе.

Копланарный волновод (Coplanar Waveguide CPW) представляет собой одну из разновидностей микрополосковой трансмиссионной линии. Впервые данная геометрия была изучена в работе [79]. Физическая реализация копланарного волновода показана на рис. 2.3(а) [80] и состоит из центральной полоски шириной w и длиной l , отделённого симметрично от двух боковых заземлённых проводников расстоянием s , называемым "щелью". Планарная структура толщиной t литографическим методом формируется на диэлектрической подложке толщиной h . Предполагается, что протяжённость w_1 и w_2 двух боковых проводников бесконечна, но на практике она во много раз превышает длину волны сигнала.

Рассматриваемая конфигурация характеризуется неоднородным диэлектрическим окружением, отличающимся в верхнем и нижнем подпространствах относительно плоскости расположения копланарного волновода. В такой геометрии становится невозможным распространение строго поперечной моды, поскольку начинают подмешиваться продольные компоненты. В связи с чем такую моду в неоднородных линиях передачи с изолированной полоской, обеспечивающую двухсвязность для поперечного сечения, принято называть квазипоперечной ТЕМ-модой (при условии, что поперечные размеры много меньше длины волны) [81].

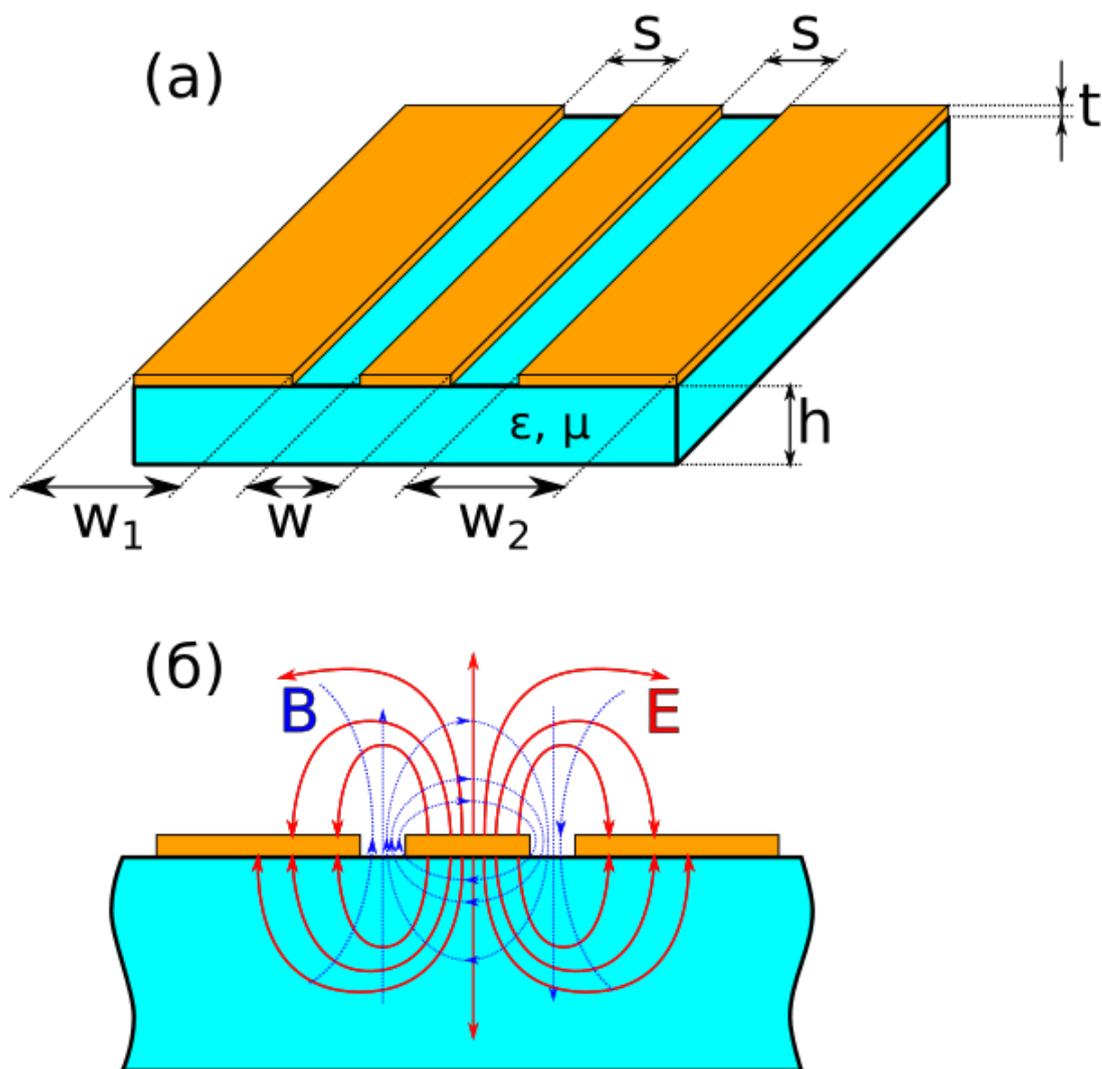


Рисунок 2.3: Схематическое изображение (а) копланарного волновода; (б) распределение электрических и магнитных силовых линий.

В копланарном волноводе могут возникать диссипации, связанные с излучением волн в окружающую среду. Данный эффект усиливается на изгибах и краях линии. Для уменьшения потерь используются подложки с высокой диэлектрической проницаемостью (больше 10), что позволяет сконцентрировать силовые линии электрического поля вблизи щели. На рис. 2.3(б) схематически показаны распределение электрических "e" и магнитных "h" силовых линий для квази-ТЕМ-моды в копланарном волноводе [80]. Направление для электрического поля проходит поперек щели, а магнитные силовые линии образуют замкнутые петли в плоскости перпендикулярной подложке вдоль щели. Символами "x" и "•" отмечены направления векторов. Заземлённые боковые пластины имеют одинаковый потенциал и считаются равными нулю. Благодаря тому, что

у квази-ТЕМ-моды отсутствует зависимость волнового импеданса от частоты, возможно создание широкополосной согласованности с подводющим трактом.

В рамках данной работы были исследованы экспериментальные образцы, в которых на поверхности гетероструктуры AlAs/AlGaAs литографически был сформирован копланарный волновод (см. Главу 2.2), схематически изображённый на рис. 2.4. Общая длина структуры составляла 4 мм, ширина центральной полосы 1.1 мм, расстояние до заземлённых пластин 0.6 мм. Такие параметры были выбраны для достижения волнового сопротивления $Z_0 = 50 \Omega$ для обеспечения согласованности с подводющим трактом. Толщина GaAs подложки была равна 0.6 мм с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{GaAs} = 12.8$. Шесть равноудалённых дисков с диаметром $d = 0.5$ мм располагались в щелях копланарного волновода на расстояние 1.5 мм друг от друга. На рис. 2.4(а) направление кристаллографических направлений отмечены стрелками.

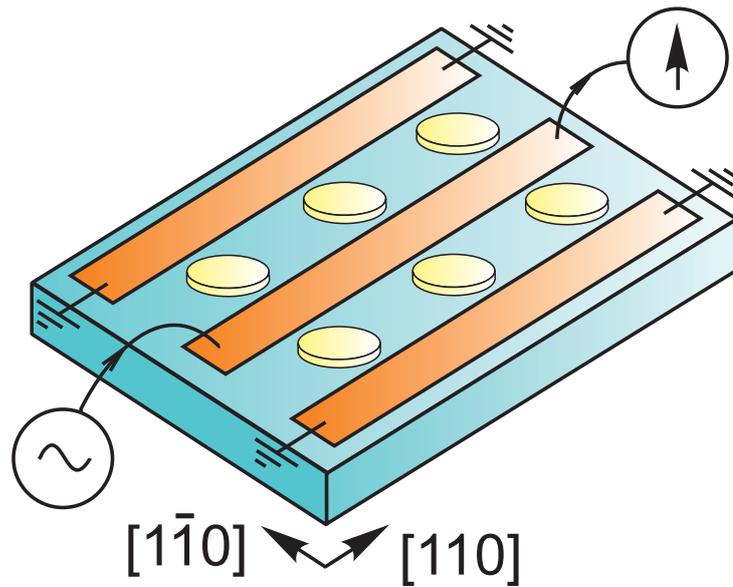


Рисунок 2.4: Схематическое изображение копланарного волновода, в щелях которого расположены вытравленные диски с ДЭС на основе квантовых ям AlAs. Из работы [82]

Методика измерений основывалась на исследовании величины пропускания T в копланарном волноводе, которая определяется через входную P_{in} и выходную P_{out} мощности как:

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (2.1)$$

При пропускании сигнала через копланарный волновод, возникающее в щелях СВЧ электрическое поле возбуждает в ДЭС плазменные колебания. Вследствие такого резонансного возбуждения в волноводе наблюдается уменьшение величины пропускания. Именно на этом основан принцип детектирования плазменных резонансов в ДЭС в экспериментах.

Распространение электромагнитной волны по копланарному волноводу может быть описано при помощи следующего обобщения волнового уравнения:

$$\frac{\partial^2 U(x)}{\partial x^2} + [\omega^2 LC - i\omega LG] U(x) = 0 \quad (2.2)$$

где L, C, G представляют собой индуктивность, ёмкость и проводимость единицы длины линии. Это уравнение описывает распространение волн со скоростью

$$v = 1/\sqrt{LC}, \quad (2.3)$$

и у которых также присутствует конечный декремент затухания, связанный с конечной проводимостью волновода (в пределе малой величины $G \ll \omega C$):

$$\alpha \approx GZ_0/2, \quad (2.4)$$

где $Z_0 = \sqrt{L/C}$ представляет собой характеристический импеданс линии. Наличие декремента затухания в конечном итоге приводит к затуханию электромагнитного сигнала согласно [83]:

$$T \simeq \exp(-Z_0 Gl), \quad (2.5)$$

где l представляет собой длину двумерной электронной системы, а проводимость может быть выражена как $G = 2\sigma_{xx}(\omega)/w$, где w — ширина щелей копланарного волновода.

В экспериментах величина пропускания определяется лишь с точностью до постоянного множителя; и, кроме того, поглощение излучения в системе может быть рассмотрено как малое возмущение, что соответствует разложению экспоненты. Поэтому кривые прохождения в общем случае устроены как $T = T_0 - T_{\text{abs}}$, где $T_0 = \text{const}$ представляет прохождение в отсутствие образца, а

$T_{\text{abs}} \propto \text{Re} \sigma_{\text{xx}}$ соответствует поглощению. Коэффициент пропорциональности в общем случае зависит от геометрии образца и копланарной линии.

Для линейно поляризованного микроволнового излучения действительная часть проводимости может быть аппроксимирована формулой Друде:

$$\text{Re} \sigma_{\text{xx}} = \frac{\sigma_0}{2\tau^2} \left(\frac{1}{(\omega - \omega_c)^2 + 1/\tau^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_c)^2 + 1/\tau^2} \right),$$

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}, \quad \omega_c = \frac{eB}{\sqrt{m_1 m_{\text{tr}}}}.$$

Следовательно, поглощение выражается как:

$$T_{\text{abs}}(B) = T_0 \left[\frac{1}{1 + (2(B - B_0)/\Gamma)^2} + \frac{1}{1 + (2(B + B_0)/\Gamma)^2} \right]. \quad (2.6)$$

где B_0 - положение резонансного магнитного поле, Γ и T_0 - ширина и амплитуда резонанса, соответственно. На рис. 2.5 продемонстрированы результаты теоретической подгонки, которые указывают на то, что данный подход представляет собой эффективный инструмент для определения плазменных частот в нулевом магнитном поле.

Типичные формы двумерного магнитоплазменного резонанса показаны на рис. 2.5, которые состоят из постоянного фона и отрицательной части, связанной с поглощением падающего микроволнового излучения в ДЭС $T(B) = \text{const} - T_{\text{abs}}(B)$. В режиме линейного отклика поглощение пропорционально действительной части проводимости $T_{\text{abs}} \propto \text{Re} \sigma$. Точное выражение зависит от геометрии.

2.3.1 Схема эксперимента

Для проведения исследований копланарной методикой образец со сформированным на поверхности копланарным волновом, в щелях которого располагалась диски с ДЭС на основе квантовых ям AlAs, монтировался на специально изготовленный кристаллодержатель с напаянными коаксиальными-копланарными SMP разъёмами посредством клея на основе каучука. Материал держателя выбирался с целью уменьшения поглощения СВЧ-излучения (ВЧ-

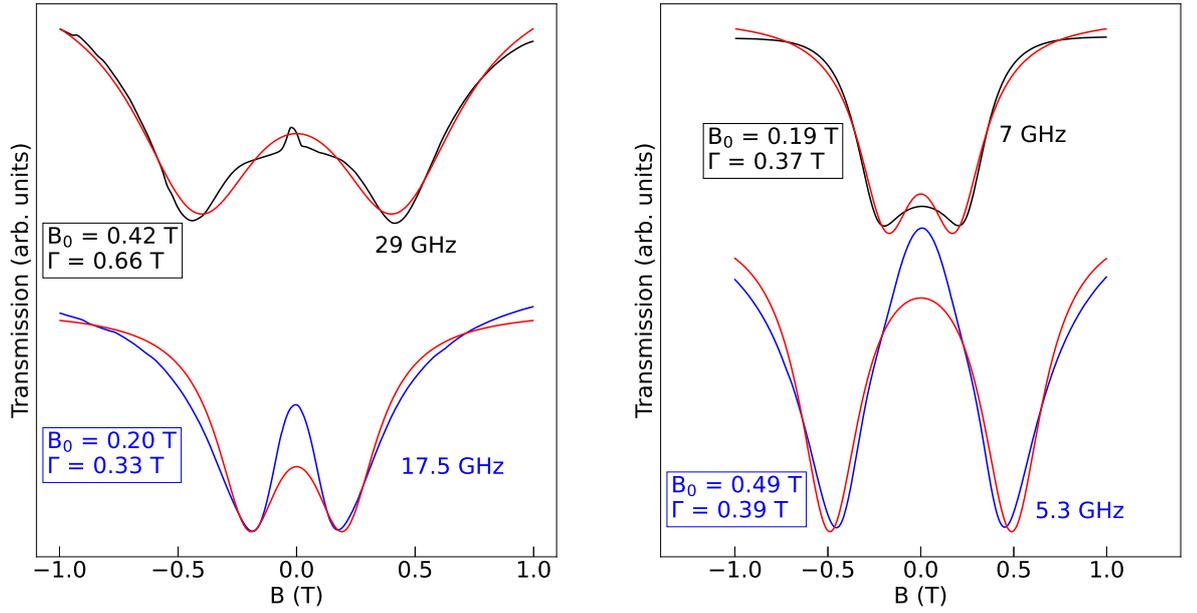


Рисунок 2.5: Магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода для (а) циклотронной магнитоплазменной моды при $f = 17.5$ и 23.5 ГГц; (б) для КМП при $f = 7$ и 5.3 ГГц. Красные линии соответствуют теоретической подгонке согласно формуле (2.6). Из работы [84].

ламинат, керамика). На поверхности кристаллодержателя были изготовлены копланарные волноводы с волновым сопротивлением 50Ω , обеспечивающие передачу СВЧ-излучение от разъёмов к образцу. Контактные площадки на держателе соединялись с площадками на образце алюминиевой нитью посредством ультразвуковой микросварки. Кристаллодержатель крепился на низкотемпературную вставку к полужёстким коаксиальным кабелям для погружки в криостат.

Вставка с образцом погружалась в полутораградусную камеру внутри криостата с жидкий гелием He^4 при температуре 4.2 К. Откачка паров гелия позволяла достигать температуры 1.5 К.

Магнитное поле создавалось посредством сверхпроводящего соленоида внутри криостата с четырехквандрантным источником тока. Образец располагался в центре соленоида, магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Эксперименты проводились при значениях магнитной индуктивности до 6 Тл.

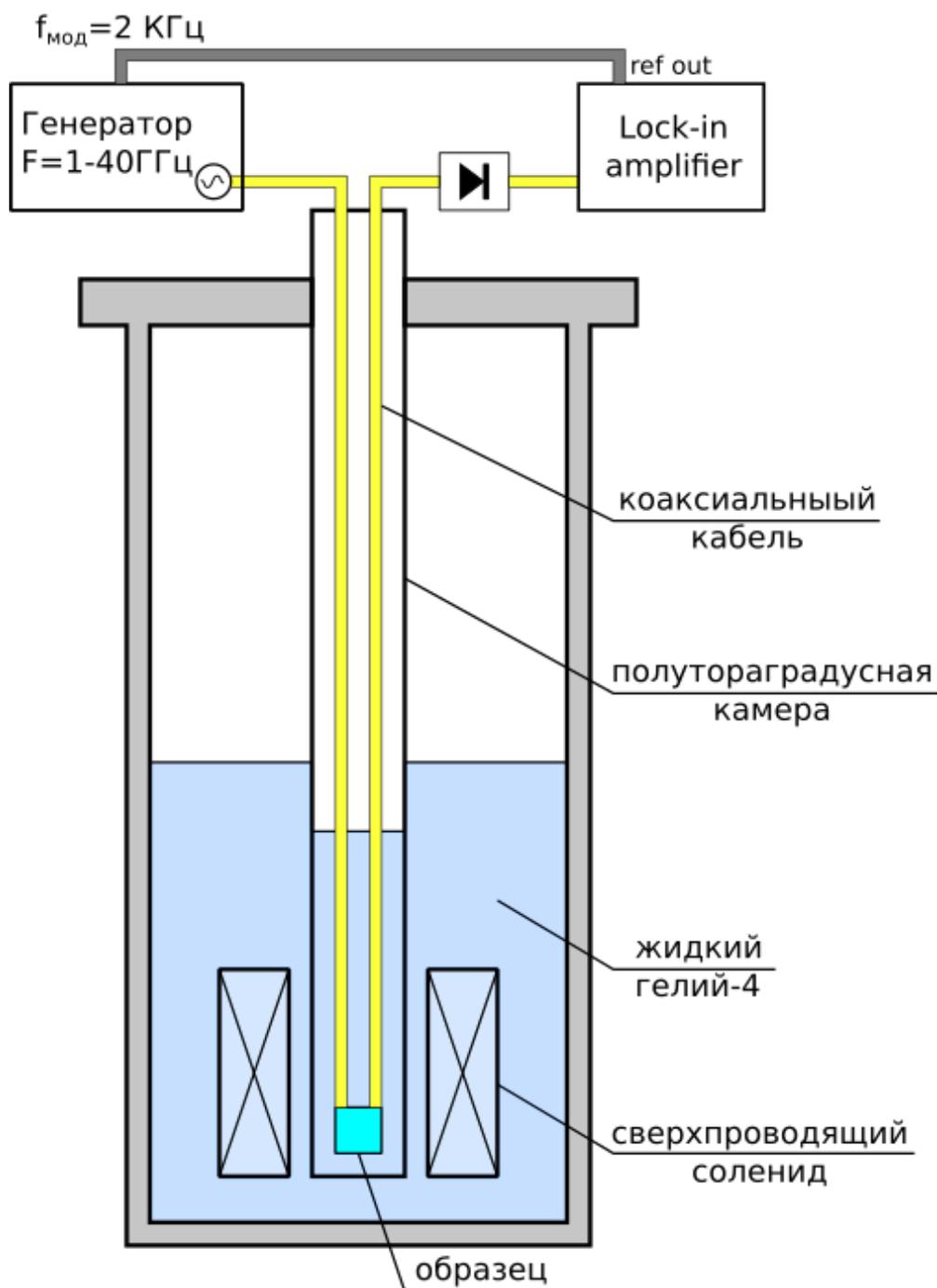


Рисунок 2.6: Принципиальная схема эксперимента для копланарной методики

Коаксиальные кабели обеспечивали передачу СВЧ излучения с выхода генератора к образцу и от него. Измерения проводились в частотном диапазоне $f = 1 - 40$ ГГц, выходная мощность с генератора не превышала 100 нВт. Снаружи криостата на выходе вставки для детектирования СВЧ-сигнала находился туннельный диод Herotec DTA-11880A. Для измерения сигнала пропускания использовался синхронный усилитель SR-830D, на вход которого подавался сигнал с детектора. СВЧ-излучения генератора амплитудно модулировалось на

частоте $f_{mod} \approx 2$ кГц, которая подавалась на вход синхронизации усилителя. Ни рис. 2.6 продемонстрирована принципиальная схема эксперимента.

2.4 Методика оптического детектирования микроволнового поглощения

В основе методики оптического детектирования микроволнового поглощения (ОДМП) лежит чрезвычайная чувствительность спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному разогреву [85; 86]. Такой метод позволяет обнаружить нагрев ДЭС вследствие резонансного возбуждения плазмона. Уникальность ОДМП методики заключается в отсутствие какого-либо металлического окружения: контактов или затворов - способных вносить возмущение в электромагнитное поле плазмона. Эта особенность делает данный метод одним из наиболее точным для исследования плазменных возбуждений в полупроводниках.

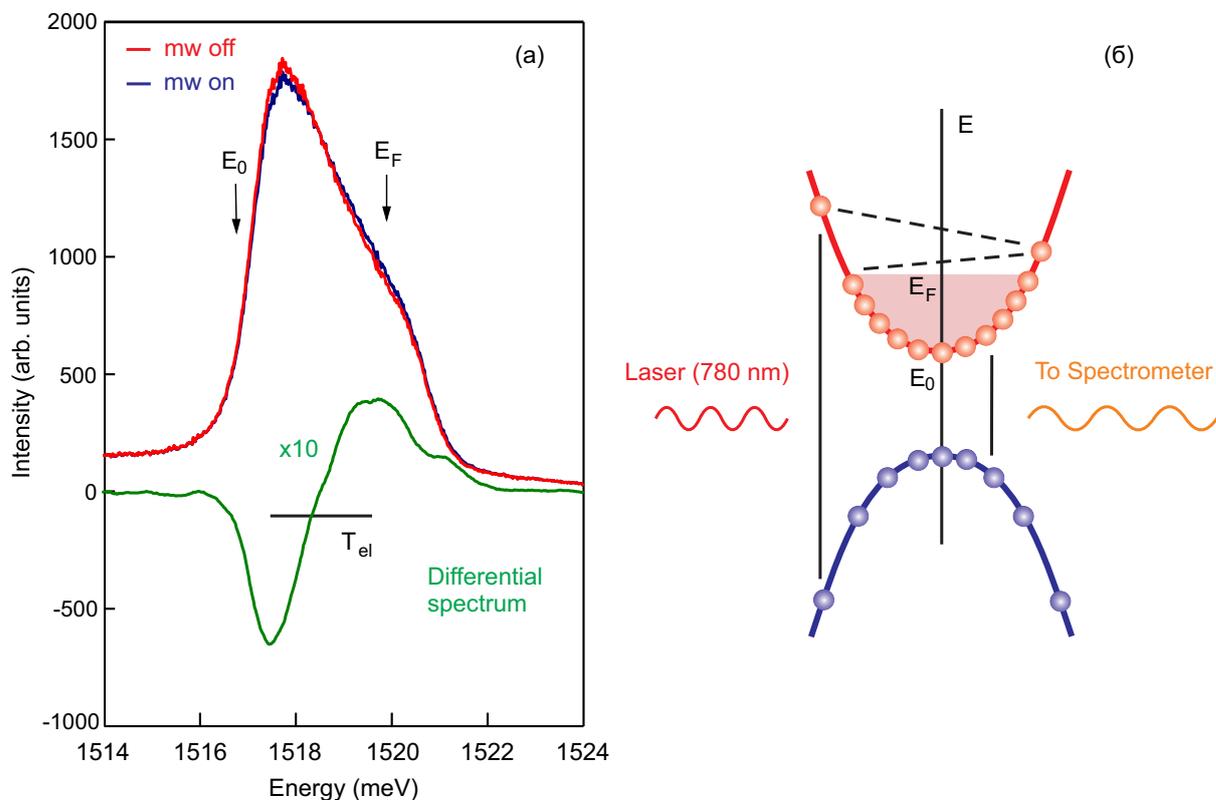


Рисунок 2.7: а) Сравнение спектров люминесценции в присутствии (синяя линия) и без (красная линия) СВЧ-излучения. Дифференциальный спектр показан зелёной линией. (б) Схематическое изображение энергетической диаграммы оптического перехода под действием лазера. Из работы [87].

В оригинальной методике, применяемой к прямозонным полупроводникам, таким как GaAs, исследуется форма спектра люминесценции, вызванной рекомбинационным излучением двумерных электронов с фотовозбужденными носителями. Данная форма может быть описана следующим образом:

$$I(\omega) = \int_0^{\infty} W_{cv}(E, \hbar\omega - E) D_e(E) D_h(\hbar\omega - E) f_e(E) f_h(\hbar\omega - E) dE. \quad (2.7)$$

где f_e и f_h — функций распределения электронов и дырок, D_e и D_h — соответствующие плотности состояний, $W_{cv} = |P_{cv}|^2$ - вероятность перехода. Вследствие того, что f_e подчиняется статистике Ферми-Дирака, а матричный элемент P_{cv} в данном случае можно считать постоянным, спектр $I(\omega)$ напрямую зависит лишь от f_h . Так как эта одночастичная функция распределения описывается Больцмановской статистикой, то она крайне чувствительна даже к небольшому разогреву ДЭС за счёт поглощения микроволнового излучения. Схематическая диаграмма оптического перехода показана на рис. 2.7(б).

На эксперименте сравниваются спектры люминесценции в присутствии и без микроволнового излучения, падающего на образец, для серии фиксированных значений магнитного поля (рис. 2.7(а)). Дифференциальный спектр представляет собой разницу между ними. Мера интенсивности поглощения микроволнового излучения определялась как интеграл от абсолютного значения дифференциального спектра.

Однако исходный метод исследования не применим для непрямозонного AlAs, так как в такой ДЭС отсутствует люминесценция при рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными носителями. В рамках данной диссертационной работы была доработана и впервые применена к непрямозонным полупроводникам методика оптического детектирования магнитоплазменных возбуждений. Измерения проводились на одиночной структуре с геометрией диска $d = 0.5$ мм (рис. 2.8(а)), сформированной на поверхности кристалла методом фотолитографии (см. Главу 2.2). В качестве исследуемой была использована линия примесного центра с энергией 1.93 эВ в барьере AlGaAs (рис. 2.8(а)), которая оказалась достаточно чувствительна к изменению температуры в ДЭС

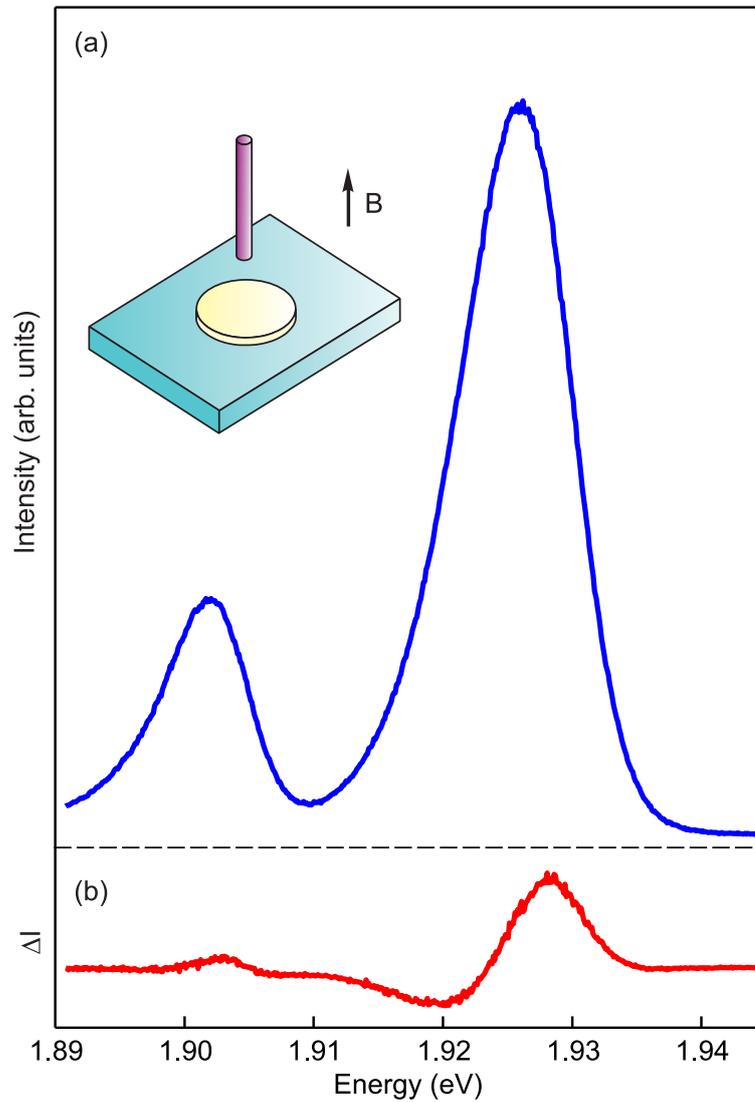


Рисунок 2.8: Спектры (а) люминесценции и (б) дифференциальный для частоты $f = 29.3$ ГГц в $B = 0.5$ Тл ($n_s = 2.4 \times 10^{11}$ см $^{-2}$). Вставка: схематическое изображение образца. Из работы [88]

при возбуждении магнитоплазменного резонанса. В эксперименте также исследовалась разница между спектрами люминесценции в отсутствие и в присутствии микроволнового излучения (дифференциальный спектр) от магнитного поля. В качестве примера на рис. 2.8(б) продемонстрирован дифференциальный спектр для $f = 29.3$ ГГц в $B = 0.5$ Тл. Мера интенсивности поглощения микроволнового излучения также определялась через интегрирование абсолютной величины дифференциального спектра.

2.4.1 Схема эксперимента

Схема эксперимента для методики оптического детектирования магнито-плазменных возбуждений представлена на рис. 2.9.

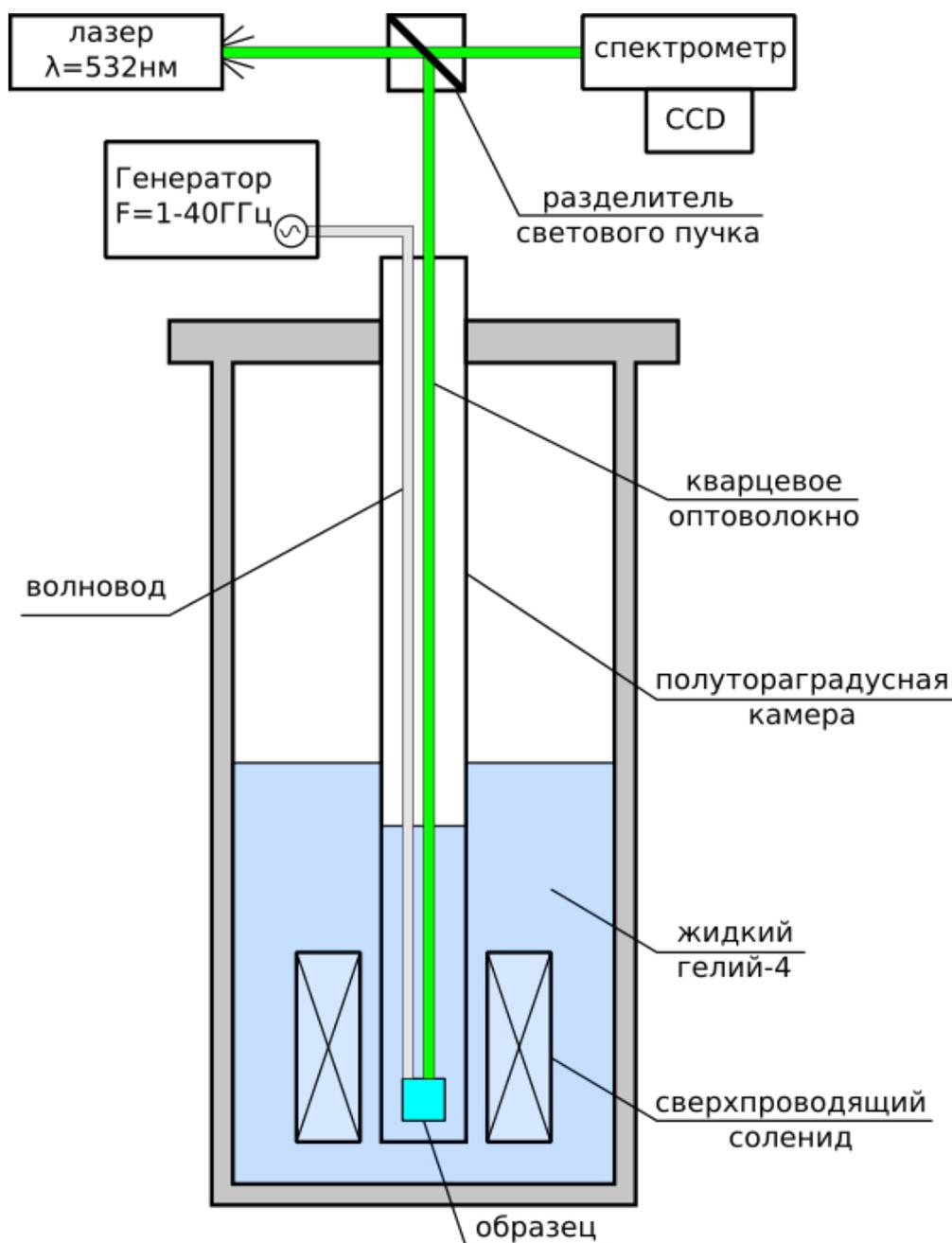


Рисунок 2.9: Схема эксперимента для методики оптического детектирования плазменных возбуждений.

Образец приклеивался к специальному держателю внутри прямоугольного волновода и погружался в полутораградусную камеру в криостате. Все измерения проводились при $T = 1.5\text{ К}$, магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца.

Микроволновое излучение подводилось к образцу по прямоугольному волноводному тракту (частота отсечки ≈ 15 ГГц). Измерения проводились в частотном диапазоне микроволнового излучения $f = 15 - 40$ ГГц.

Одновременно с этим производилось фотовозбуждение в образце при помощи второй гармоники YAG лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм через гибкий кварцевый световод, расположенного непосредственно над диском (рис. 2.8(a)). Оптическое возбуждение и сбор сигнала люминесценции производились посредством одного световода. Далее, через разделитель светового пучка сигнал люминесценции попадал на вход дифракционного спектрометра (линейная дисперсия 1 нм/мм), с последующей регистрацией при помощи охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы (CCD камера).

2.5 Транспортная методика

Для исследования магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs также использовалась транспортная методика [89; 90]. Она основывается на чрезвычайной чувствительности продольного магнетосопротивления R_{xx} к разогреву ДЭС вследствие возбуждения микроволновым излучением плазменной волны в системе. Механизмы рассеяния электронов сильно восприимчивы к температуре, что приводит к увеличению сопротивления образца R_{xx} .

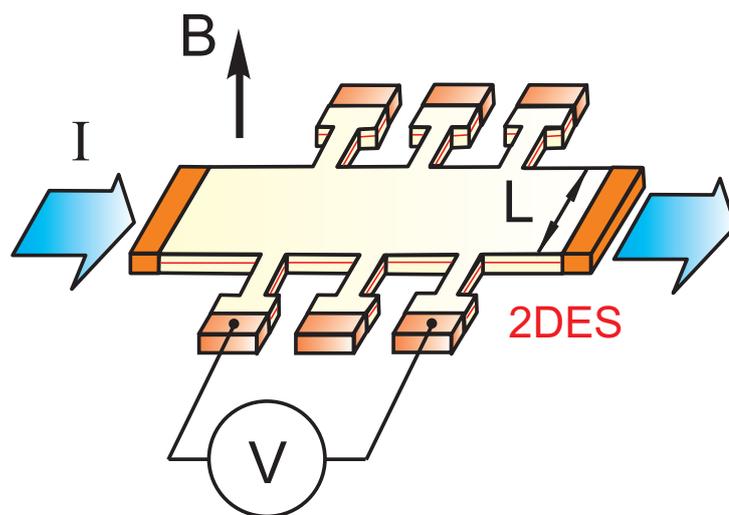


Рисунок 2.10: Схематическое изображение стандартного Холловского мостика. Из работы [91]

Образцы были изготовлены из гетероструктур AlAs/AlGaAs в форме стандартных мостиков Холла с восемью контактами: истоком, стоком и шестью потенциометрическими контактами (рис. 2.10). Ширина Холловского мостика составляла $L = 0.1\mu\text{ м}$, длина 2.4 мм, расстояние между потенциометрическими контактами 1 мм. Направление структуры совпадало с кристаллографическим направлением [110]. Омические контакты к ДЭС были сформированы путём напыления индия In и вжигания в атмосфере образующего газа (Глава 2.2).

2.5.1 Схема эксперимента

Образец посредством специального кристаллодержателя крепился на низкотемпературную вставку, в которой были предусмотрены контактные площадки с подведёнными манганиновыми проводами. Вставка погружалась в полутороградусную камеру, где посредством откачки паров ^4He достигалась температура 1.5 К. Образец располагался в центре соленоида, магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Эксперименты проводились при значениях магнитной индуктивности до 10 Тл.

К исследуемому образцу микроволновое излучение подводилось по сверхразмерному волноводному с прямоугольным сечением $7.0 \times 3.5\text{ мм}^2$ (WR 28) и частотой отсечки $f \approx 15\text{ ГГц}$. Измерения проводились в частотном диапазоне СВЧ-излучения $f = 60 - 300\text{ ГГц}$, обеспечиваемый серией генераторов с сопряжёнными блоками умножения частоты и лампами обратной волны.

На эксперименте для измерения сопротивления вследствие поглощения микроволнового излучения δR_{xx} использовалась схема двойного синхронного детектирования, с целью улучшения соотношения сигнал-шум (рис. 2.11). На образец падало амплитудно-модулированное излучение ($f_{mod} = 23 - 31\text{ Гц}$). Сопротивление R_{xx} измерялось по четырехточечной схеме: через исток-сток пропусклся переменный ток (с амплитудой $I = 1 - 5\mu\text{ А}$ и частотой $f = 2\text{ кГц}$), напряжение V_{xx} снималось с двух потенциометрических контактов посредством первого синхронного детектора, который был настроен на частоту задаваемого переменного тока. Во избежание подавления модуляции сигнала на частоте f_{mod} значение постоянной времени детектора выбиралось небольшим. Сигнал с выхода первого синхронного детектора поступал на вход второго, настроенного

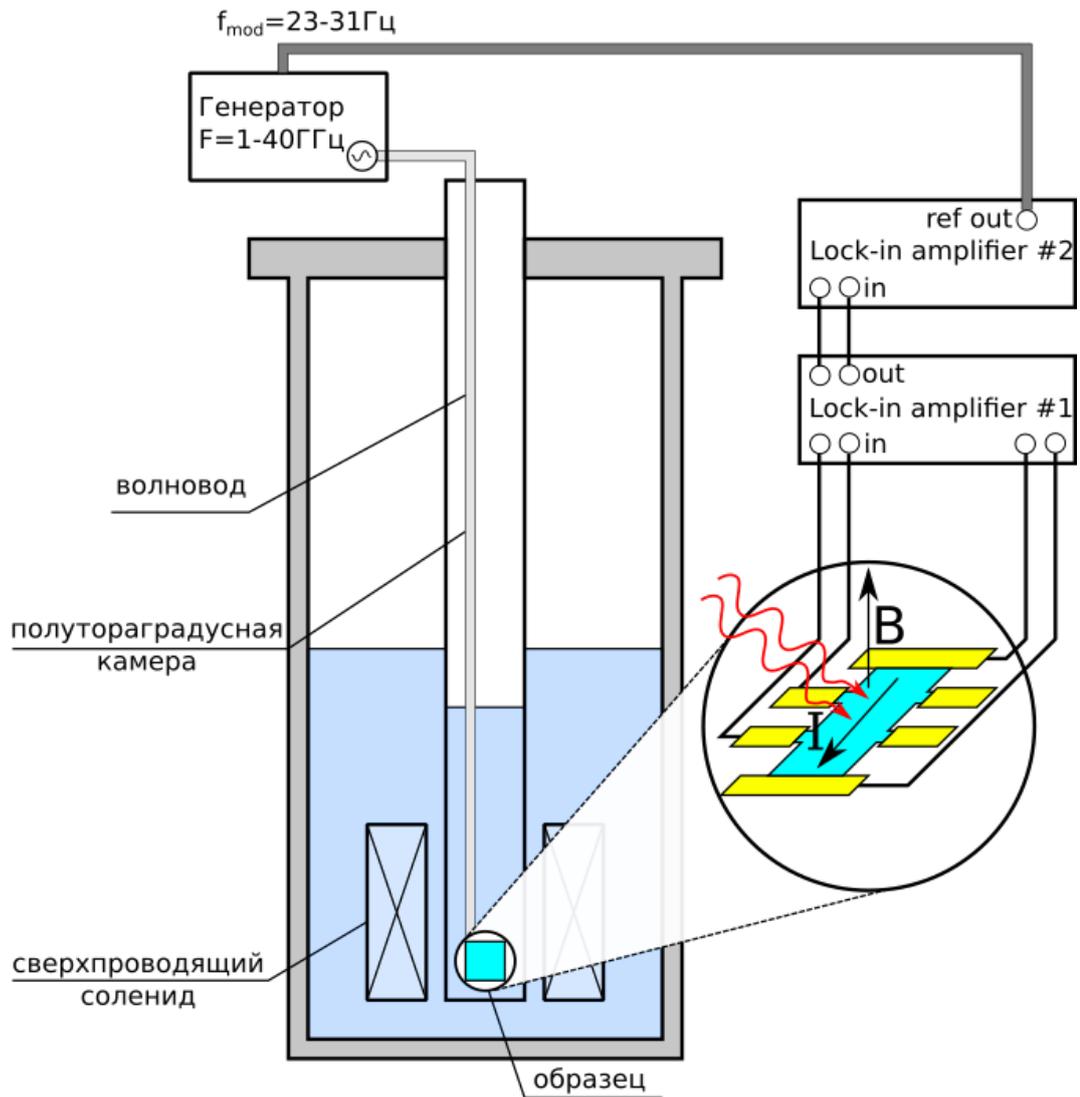


Рисунок 2.11: Схема транспортной методики с двойным синхронным детектированием.

на частоту СВЧ-излучения f_{mod} . Таким образом на эксперименте измеряется добавка к продольному сопротивлению образца δR_{xx} , обусловленная поглощением СВЧ-излучения.

Для примера, типичные зависимости продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля, полученные для структур GaAs/AlGaAs с электронной концентрацией $n_s = 2 \times 10^{11} - 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и при температурах $T = 1.8 \text{ К}$ и 4.2 К , показаны на рис. 2.12. С увеличением температуры амплитуда осцилляций Шубникова-де-Гааза сильно уменьшается, что является наглядным проявлением чрезвычайной чувствительности продольного магнитосопротивления к разогреву ДЭС [92]. В экспериментах, магнитоплазменный резонанс проявлял-

ся как пик в сопротивлении с разворотом магнитного поля при фиксированной частоте микроволнового излучения (рис. 2.12)

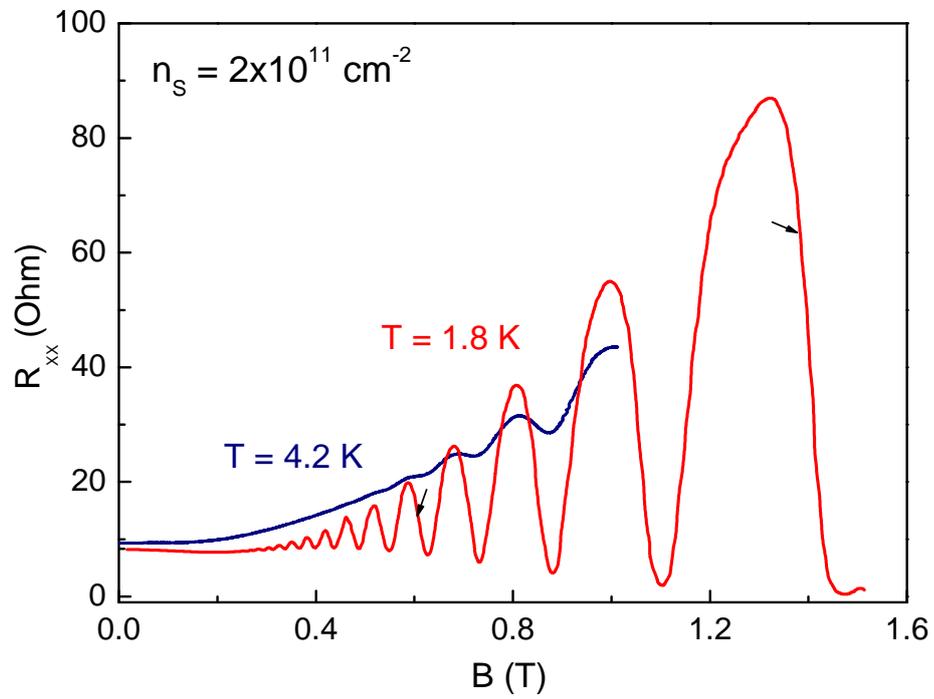


Рисунок 2.12: Зависимости магнитосопротивления R_{xx} для структур GaAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы $W = 4.5 \text{ нм}$ при температурах $T = 1.5 \text{ K}$ и 4.2 K . ($n_s = 2 \times 10^{11} - 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$)

Глава 3

Спектры плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС с сильной анизотропией эффективных масс двумерных электронов

3.1 Введение

В настоящей главе исследуются плазменные и магнитоплазменные возбуждения в системе двумерных электронов с сильно анизотропным энергетическим спектром в квантовых ямах AlAs. Как известно, микроволновая магнитоспектроскопия является одним из наиболее прямых методов характеристики поверхности Ферми и определения значений эффективных масс [9]. До настоящего момента, основные работы в данной области были посвящены изучению двумерных плазменных возбуждений в изотропной однодолинной системе на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs [6; 22]. Однако, исследования по динамике плазмы в анизотропной ДЭС были ограничены экспериментами на кванто-

вых ямах GaAs, в которых небольшая анизотропия создавалась посредством приложения в плоскости образца сильного магнитного поля [24; 25]. Плазменные колебания в ДЭС с естественной сильной анизотропией масс до настоящего момента оставались малоизученными.

В данной главе представлены результаты экспериментального исследования плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС на основе квантовых ям AlAs посредством копланарной и оптической методик. Специально для этого был отработан и впервые применён к непрямоугольным полупроводникам метод оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения.

3.2 Спектр плазменных возбуждений для однодолинного заполнения

Измерения в данной главе проводились на гетероструктуре AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы 15 нм, в которой электроны заполняют только 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 $1.2 \times 10^5 - 2.0 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$.

Образец был изготовлен в виде стандартного копланарного волновода - "сдвоенной" целевой линии (рис. 2.4). Параметры структуры были выбраны следующим образом для достижения волнового сопротивления $Z_0 = 50 \text{ }\Omega$: ширина центрального проводника составляла 1.1 мм, длина 4 мм, расстояние до заземлённых проводников равнялось 0.6 мм. Шесть вытравленных равноудалённых дисков с ДЭС $d = 0.5 \text{ мм}$ располагались в щелях копланарного волновода, расстояние между центрами составляло 1.5 мм. Также на рис. 2.4 обозначены стрелками основные кристаллографические направления.

На рис. 3.1 показаны типичные кривые пропускания копланарного волновода при развороте магнитного поля для серии частот СВЧ-сигнала: $f = 1.3, 5, 7, 16$ и 18 ГГц . Данные получены при электронной концентрации $n_s = 1.7 \times 10^{11} - 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и температуре $T = 1.5 \text{ К}$. Горизонтальная ось расположена на уровне сигнала в отсутствие микроволнового излучения, падающего на образец. Каждая магнитополевая зависимость демонстрирует отчётли-

вые минимумы в пропускании, которые соответствуют возбуждению плазмонов в ДЭС. Значения резонансного магнитного поля симметричны относительно ориентации самого поля. На рис. 3.1(а) хорошо заметно, что для частот СВЧ-излучения ниже 9 ГГц, положения резонансов смещаются в сторону меньших значений магнитного поля с увеличением частоты f , что соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона в ДЭС. Обратная зависимость наблюдается для частот выше 15 ГГц (рис. 3.1(б)), которая характерна для объёмного магнитоплазменного возбуждения.

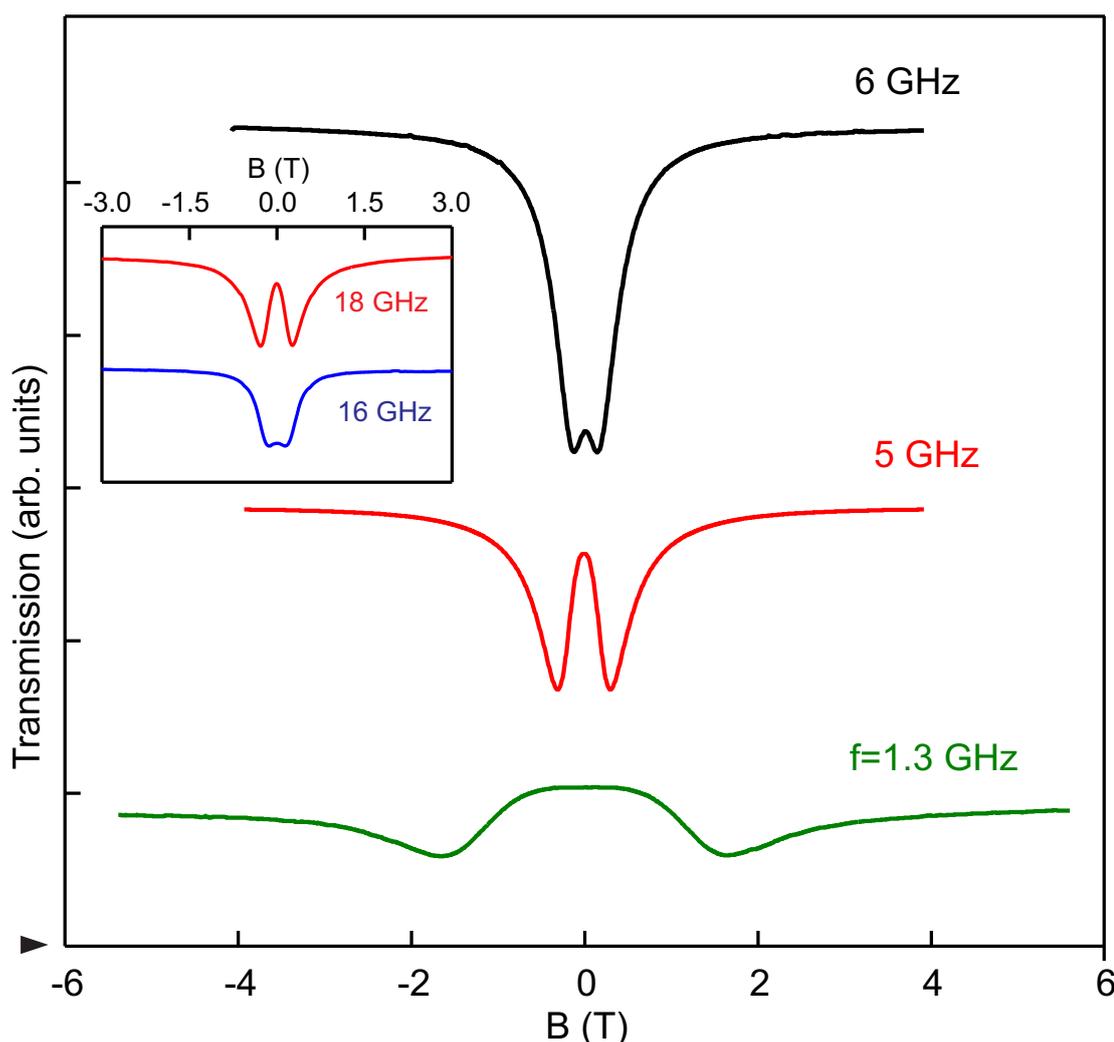


Рисунок 3.1: Зависимости пропускания от магнитного поля копланарного волновода для краевого магнитоплазмона при частоте микроволнового излучения $f = 1.3, 5$ и 6 ГГц; на вставке - для объёмного магнитоплазмона при $f = 16, 18$ ГГц. Электронная концентрация в эксперименте составляла $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($T = 1.5 \text{ K}$). Из работы [82]

Важно отметить, что часть кривых пропускания копланарного волновода имеют асимметричную форму. Качественное объяснение данного явления за-

ключается в том, что сигнал пропускания копланарного волновода является результатом интерференции от двух вкладов $|\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2$. Первое слагаемое \vec{E}_1 представляет собой сигнал пропускания с учётом дисков в щелях копланарного волновода, как диссипативную нагрузку. Второй вклад \vec{E}_2 является электромагнитной волной, переизлучаемой дисками с ДЭС всякий раз, когда в системе возбуждается магнетоплазменный резонанс.

Вследствие этого, наблюдаемые в пропускании копланарного волновода асимметричные резонансы могут быть описаны формой резонанса Фано [93]:

$$I(B) = C + A \frac{\left(\frac{2(B-B_0)}{\Gamma} + q\right)^2}{\left(\frac{2(B-B_0)}{\Gamma}\right)^2 + 1}, \quad (3.1)$$

где Γ и A – ширина и амплитуда резонанса, C – фоновый уровень, B_0 – резонансное значение магнитного поля и q – представляет собой параметр асимметрии Фано.

На рис. 3.2(б) показаны примеры анализа кривых пропускания резонансом Фано для образца с ДЭС на основе AlAs ($n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Для сравнения также продемонстрированы результаты для геометрически идентичного образца с ДЭС на основе квантовой ямы GaAs со схожей концентрацией (рис. 3.2(а)). Хорошо заметно, что в случае AlAs подгонка резонансом Фано даёт полное совпадение с экспериментальными результатами и позволяет точно определять положения резонансов по магнитному полю.

Наиболее показательным способом анализа магнетоплазменных возбуждений является построение зависимости положения резонансного магнитного поля от частоты падающего СВЧ-сигнала, как показано на рис. 3.3. Спектр представляет собой две ветви, в котором имеется щель по частоте в нулевом магнитном поле. Как было отмечено выше, нижняя — низкочастотная — ветвь представляет собой краевой магнетоплазмон, распространяющийся в узкой полосе вдоль края образца и обладающий слабым затуханием [7; 8]. В пределе больших магнитных полей частота уменьшается согласно $\omega_- \approx \sigma_{xy}q \propto n_s q/B$. Вторая — высокочастотная — ветвь соответствует объёмному магнетоплазмону, который в пределах больших магнитных полей стремится к одночастичному циклотронному резонансу. Рассмотрим подробнее причину возникновения щели в спек-

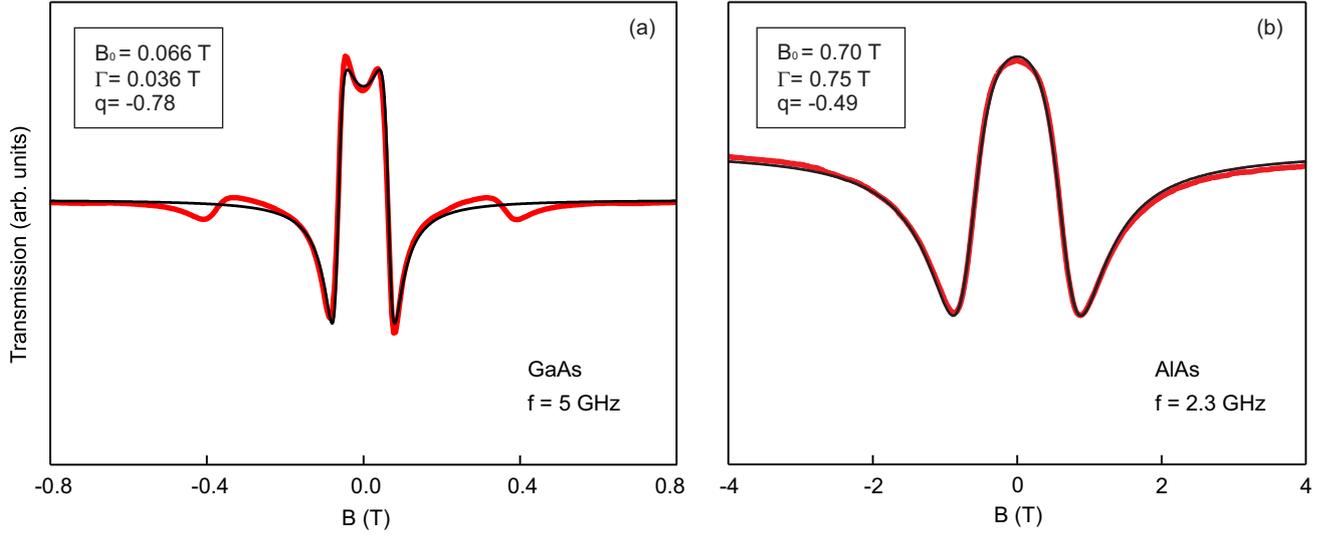


Рисунок 3.2: Подгонка резонанса Фано для кривых пропускания (а) образца с квантовой ямой GaAs ($n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$); (б) для образца из AlAs с $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Из работы [82]

тре магнитоплазменных возбуждений в нулевом магнитном поле для образца с изотропной геометрией диска. Высокочастотное электрическое поле \vec{E} в щелях копланарного волновода ориентировано вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$ (рис. 2.4), и может быть разложено вдоль осей на составляющие $\vec{E} = \vec{E}_l + \vec{E}_{tr}$. Каждая из этих компонент в пределе 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 [25; 62]. В качестве сравнения, были проведены дополнительные измерения на геометрически идентичном образце с ДЭС на основе квантовых ям GaAs со схожей концентрацией $n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. На вставке к рис. 3.3 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 электронов $m^* = 0.067m_0$.

Как было получено ранее в Главе 1.3.2 и работах [62; 63; 65], в анизотропном случае спектр магнитоплазменных возбуждений описывается следующим выражением:

$$\omega_{l,tr} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{tr} + \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{tr} - \Omega_l)^2 + \omega_c^2} \right], \quad (3.2)$$

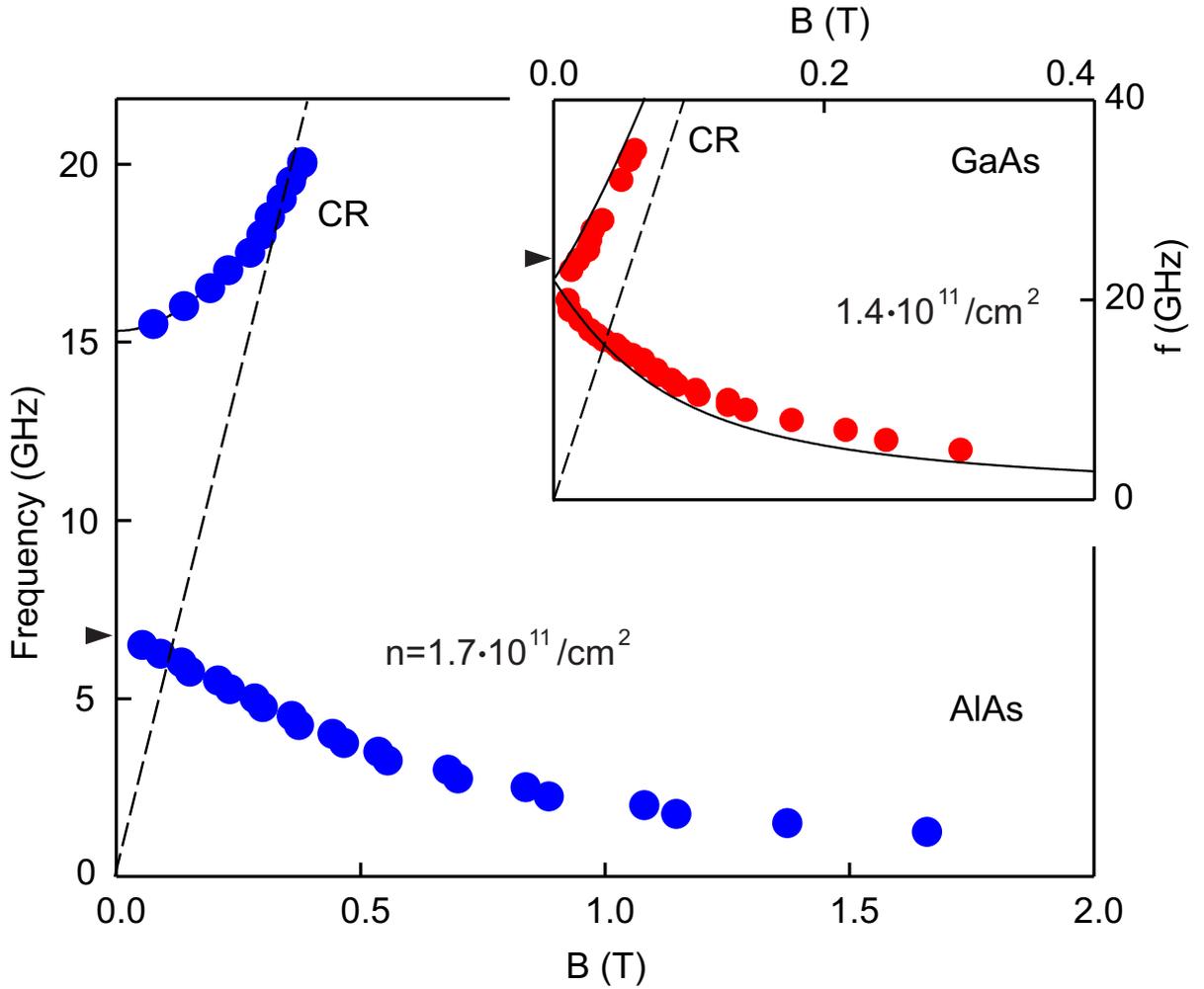


Рисунок 3.3: Спектр магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs ($n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), полученная копланарной методикой. В эксперименте наблюдается щель по частоте для двух магнитоплазменных мод в нулевом магнитном поле. Вставка: магнитодисперсия для идентичного образца на основе квантовых ям GaAs ($n_s = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). В данном изотропном случае поверхности Ферми обе моды вырождены в нулевом магнитном поле. Из работы [82]

где Ω_1 и Ω_{tr} — плазменные частоты в $B = 0$ Тл, соответствующие основным полуосям эллипса Ферми-контура, $\omega_c = eB/m_c$ — циклотронная частота. В данном случае циклотронная масса представляет собой среднее геометрическое из произведения эффективных масс $m_c = \sqrt{m_1 m_{\text{tr}}}$. Вышеуказанные плазменные частоты определяются дисперсией двумерных плазмонов [6]:

$$\Omega_{1,\text{tr}}^2 = \frac{n_s e^2}{2m_{1,\text{tr}} \epsilon_0 \epsilon^*} q, \quad (3.3)$$

где $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ — представляет собой эффективную диэлектрическую проницаемость окружения, $q = 2.4/d$ — волновой вектор для геометрии диска [53].

Используя формулу 3.2, путём аппроксимации экспериментальных данных (рис. 3.3) в $B = 0$ Тл были получены значения плазменных частот: $\Omega_1 = (6.5 \pm 0.2)$ ГГц и $\Omega_{\text{tr}} = (15.3 \pm 0.5)$ ГГц. Подставляя эти значения в формулу 3.3, были определены значения эффективных масс, соответствующих основным полуосям эллипсоида: $m_1 = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и $m_{\text{tr}} = (0.20 \pm 0.01)m_0$. Полученные результаты согласуются с полученными ранее результатами [27].

3.3 Спектр магнитоплазменных возбуждений в случае заполненных X_x и X_y долин

Более интересный случай представляет собой спектр магнитоплазменных возбуждений для двух заполненных внутрисплавостных долин X_x и X_y . Электронная плотность в эксперименте варьировалась посредством короткой засветки образца при $T = 1.6$ К зелёным светодиодом (2.2 eV).

С повышением концентрации магнитоплазменный резонанс сдвигается в большие магнитные поля, согласно формуле 3.3. На рис. 3.4(a) и (b) показаны серии сигналов пропускания копланарного волновода как функция магнитного поля для краевого магнитоплазмона при разной плотности электронов: $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (до засветки) и $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (после засветки). Магнитолевые зависимости демонстрируют ярко выраженный сдвиг. Также продемонстрированы данные для циклотронной магнитоплазменной моды при двух различных концентрациях (рис. 3.5(a)).

Магнитодисперсия для электронной концентрации $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ представлена на рис. 3.5(b). Из экспериментальных данных, как было описано выше в разделе 3.2, были также определены значения плазменных частот в $B = 0$ Тл. Однако, их отношение $\Omega_{\text{tr}}/\Omega_1 = (1.80 \pm 0.05)$ не совпадало с теоретической оценкой. Согласно формуле 3.3, это отношение определяется лишь соотношением эффективных масс $\Omega_{\text{tr}}/\Omega_1 = \sqrt{m_1/m_{\text{tr}}} = (2.3 \pm 0.1)$. Данное расхождение экспериментального результата с теорией указывает на то, что с изменением

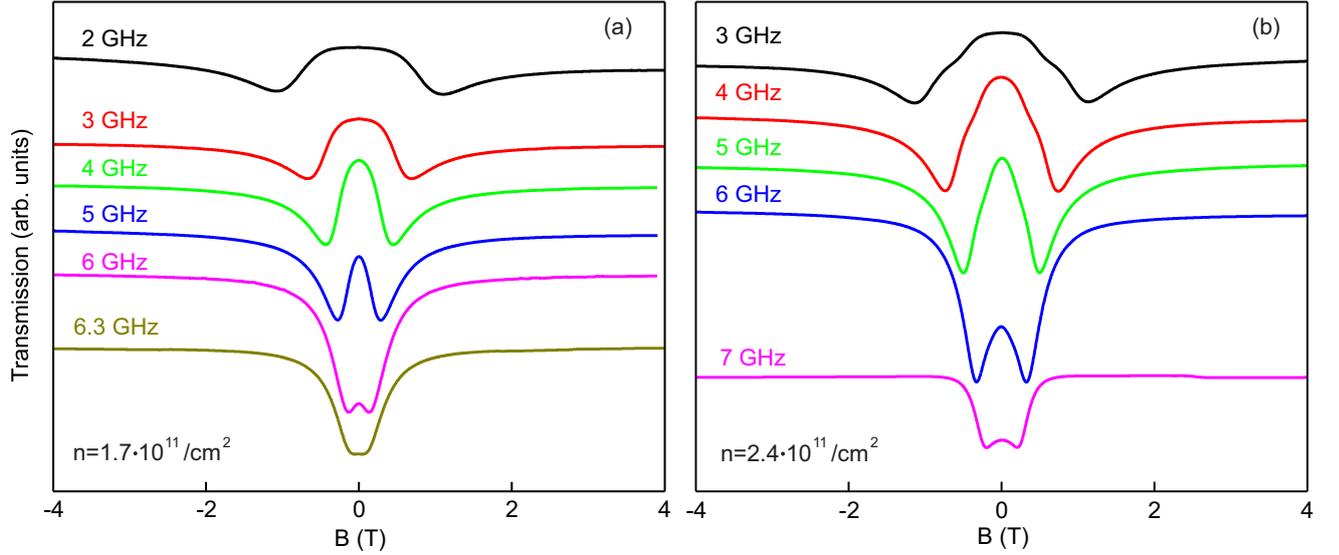


Рисунок 3.4: Магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода для серии частот f при концентрациях (a) $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и (b) $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($T = 1.5 \text{ K}$). Из работы [82]

электронной концентрации в ДЭС в динамике плазмы происходят качественные изменения.

В качестве интерпретации полученного результата было предложено объяснение, заключающееся в наличии междолинного расщепления ΔE . Как было отмечено ранее, причина возникновения щели связано с остаточной деформацией в плоскости, которое снимает вырождение между X_x и X_y долинами (вставка к рис. 3.5). При концентрации $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ все электроны находятся только X_x долину, но 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 [64], в которой плазменные частоты вдоль основных кристаллографических направлений [100] и [010] определяются как:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_1} + \frac{n_y}{m_{\text{tr}}} \right), \quad (3.4)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{e^2 q}{2\varepsilon_0 \varepsilon^*} \left(\frac{n_x}{m_{\text{tr}}} + \frac{n_y}{m_1} \right). \quad (3.5)$$

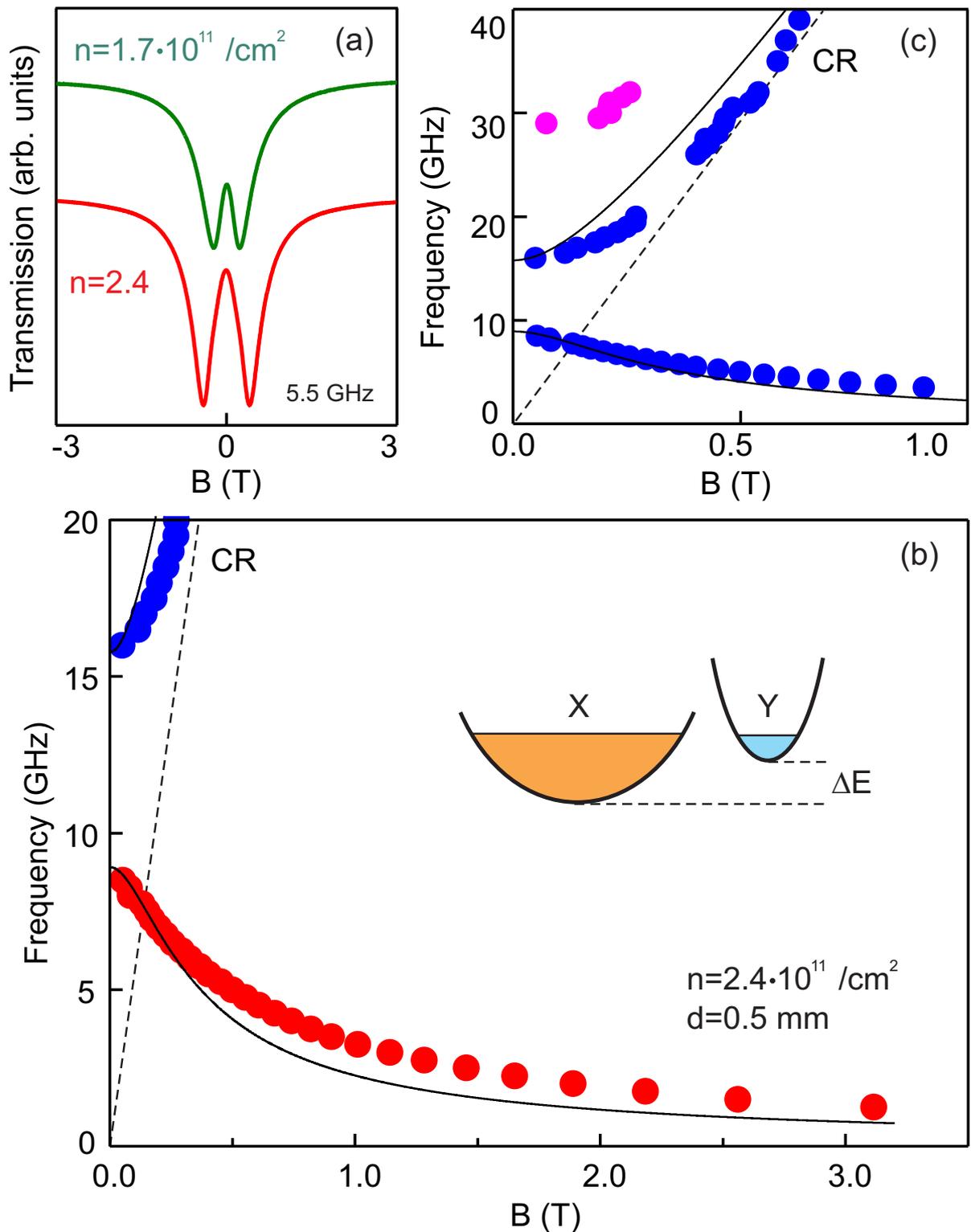


Рисунок 3.5: (а) Магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода для СВЧ частоты $f = 5.5$ ГГц при двух различных электронных концентрациях; (б) Спектр двумерных магнитоплазменных возбуждений при $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в квантовой яме AlAs. Теоретическая подгонка, согласно формуле 3.2, показана сплошной линией. На вставке схематически изображено заполнение долин при данной концентрации; (в) Расширенная магнитодисперсия плазменных мод. Из работы [82]

Подставив полученные из эксперимента значения эффективных масс электронов m_1 , m_{tr} и плазменных частот в выражения для $\Omega_{[100]}$, $\Omega_{[010]}$, были получены электронные концентрации в каждой из долин: $n_x = (2.10 \pm 0.05) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_y = (0.30 \pm 0.05) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для вычисления междолинного расщепления ΔE рассмотрим сначала число электронов и концентрацию в одной долине:

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

где p_x и p_y — полуоси эллипса, задающие поверхность Ферми в k -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, то междолинное расщепление:

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

Подставив экспериментальные данные, было получено значение $\Delta E = (0.90 \pm 0.05) \text{ мэВ}$, которое хорошо согласуется с результатами предыдущих исследований [34; 94; 95].

Стоит отметить, что наблюдается расхождение между экспериментальными данными и теоретическим предсказанием согласно формулам 3.4 и 3.5 (сплошные линии на рис. 3.5). Различие особенно заметно для высокочастотной циклотронной магнитоплазменной моды. В качестве основного предположения, данное расхождение объясняется проявлением эффектов запаздывания в системе, однако, данный вопрос требует дополнительных исследований.

3.4 Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов

Для данного раздела также использовались широкие квантовые ямы AlAs ($W = 15 \text{ нм}$) с электронной концентрацией $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью

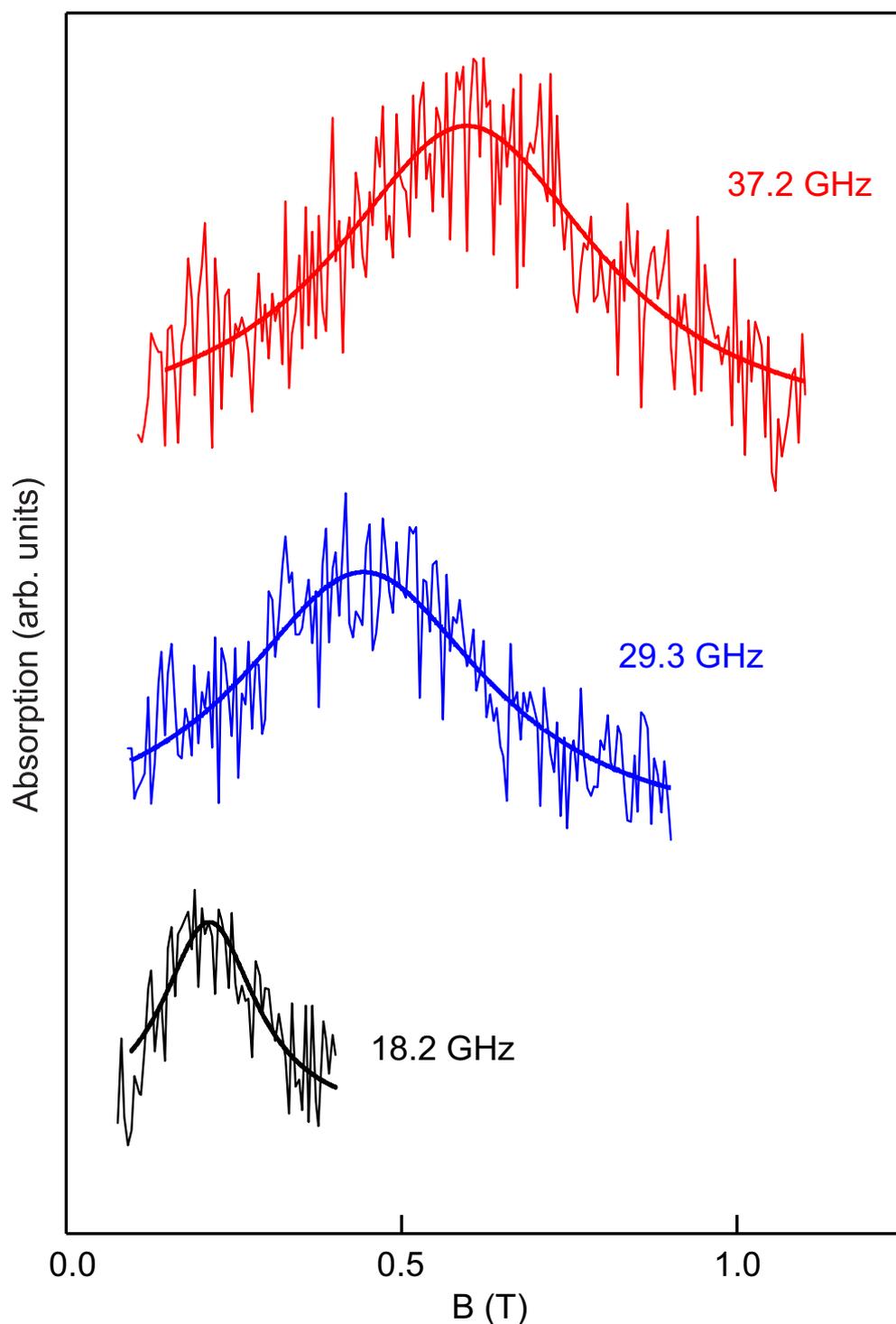


Рисунок 3.6: Кривые зависимости микроволнового поглощения для серии частот $f = 18.2, 29.3$ и 37.2 ГГц ($T = 1.5$ К). Подгонка магнитопольевых зависимостей лоренцианом показана сплошными линиями. Из работы [88]

$\mu = 2.0 \times 10^5$ см²/(Вс). Образец представлял собой одиночную микроструктуру с мезой в форме диска $d = 0.5$ мм (рис. 2.8(а)). Методика исследования основывалась на оптическом детектировании микроволнового резонансного поглощения, которая успешно применялась ранее в экспериментах на гетероструктурах

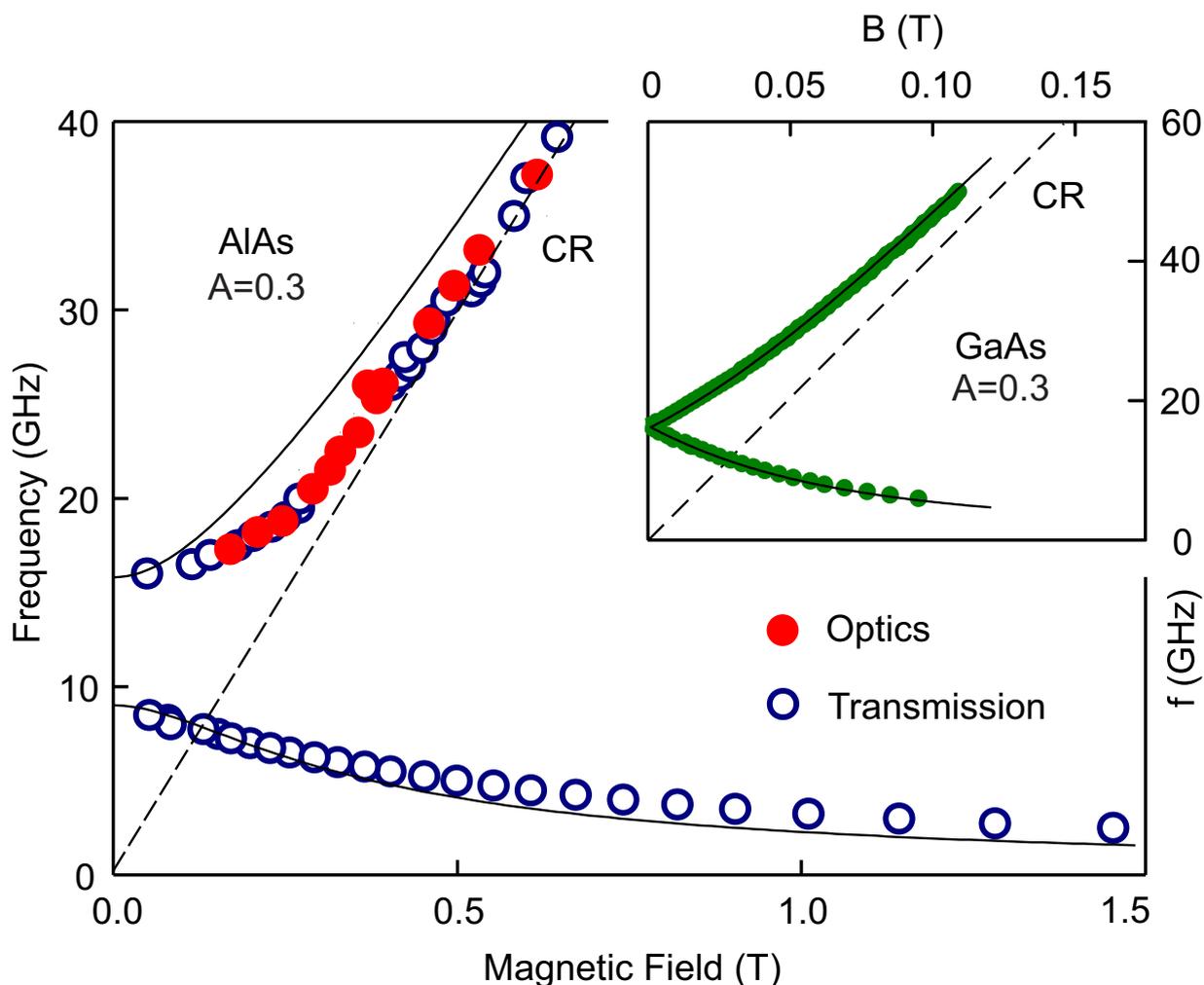


Рисунок 3.7: Спектры магнитоплазменных возбуждений, полученные оптическим методом детектирования (красные точки) и посредством копланарной методики (синие точки). Вставка: магнитодисперсия для геометрически идентичного образца в квантовой яме GaAs. Положение циклотронного резонанса отмечено штриховой линией. Из работы [88]

GaAs/AlGaAs [85; 86](см. Главу 2.8). Важнейшим преимуществом данного метода заключается в отсутствии каких-либо затворов или контактов, что может вносить возмущение в полевую составляющую плазменной волны.

Типичные кривые зависимости микроволнового поглощения как функция магнитного поля при фиксированных частотах $f = 18.2, 29.3$ и 37.2 ГГц показаны на рис. 3.6. С увеличением частоты СВЧ-излучения резонанс сдвигается в большие магнитные поля, что указывает на возбуждение циклотронной магнитоплазменной моды. Для сравнения, на рис. 3.7 продемонстрированы магнитодисперсии для квантовых ям AlAs с $W = 15$ нм, полученные оптической (красные точки) и копланарной методиками (синие точки), результаты последней подробно описаны в разделе 3.3. Для более детального сравнения,

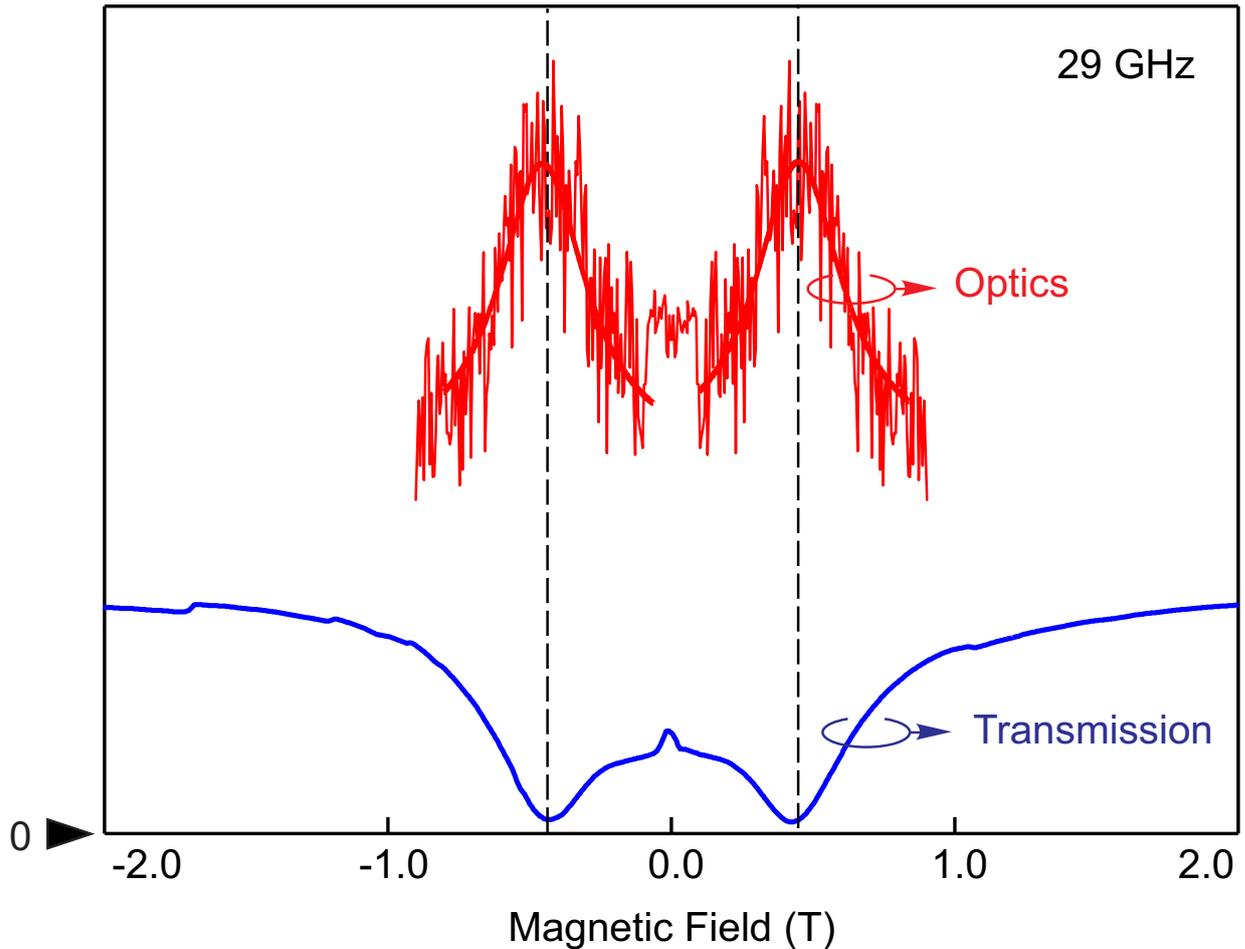


Рисунок 3.8: Магнитополевые зависимости микроволнового поглощения для частоты СВЧ-излучения $f = 29$ ГГц, полученные оптической (красная кривая) и копланарной (синяя кривая) методиками. Из работы [88]

на рис. 3.8 представлены магнитополевые зависимости для обеих методик при частоте СВЧ-излучения $f = 29$ ГГц. Стрелкой отмечен уровень пропускания волновода и оптического сигнала, когда на образец не падало микроволновое излучение. Важно отметить, что плазмонные резонансные контуры демонстрируют одинаковые положение по магнитному полю и форму для обеих методик.

Также, как при исследовании копланарной методикой, при оптическом детектировании циклотронная магнитоплазменная мода не совпадает с теорией и проходит значительно ближе к значению циклотронного резонанса (штриховая линия на рис. 3.7). В разделе 3.3 было высказано предположение, что такое расхождение связано с гибридизацией световой и плазменных мод. Для исследуемой структуры AlAs/AlGaAs были вычислены параметры запаздывания $A = \Omega\sqrt{\epsilon}d/2c$ — отношение плазменной частоты Ω к частоте света

с тем же самым волновым вектором $q = 2/d$ — для циклотронной моды $A \approx 0.3$ ($\Omega_{\text{tr}} = 16$ ГГц) и $A \approx 0.17$ для краевой моды ($\Omega_1 = 9$ ГГц). В качестве сравнения приведена магнитодисперсия для геометрически идентичной структуры на основе квантовой ямы GaAs с изотропной массой двумерных электронов $m^* = 0.067 m_0$ и схожей концентрацией $n_s = 0.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (вставка к рис. 3.7). Параметр запаздывания для соответствующей плазменной частоты $\Omega \approx 16$ ГГц в $B = 0$ Тл равен также $A \approx 0.3$. Однако, в данном случае не наблюдается никакого расхождения с теоретической зависимостью. Отсюда можно сделать вывод, что поляритонные эффекты в системе с анизотропным энергетическим спектром проявляются гораздо сильнее.

3.5 Выводы

Таким образом, в данной главе были исследованы плазменные и магнитоплазменные возбуждения в ДЭС на основе квантовых ям AlAs с шириной $W = 15$ нм. Посредством копланарной методики в микроволновом отклике дисков с ДЭС были обнаружены краевая и циклотронная магнитоплазменная моды, разделённые щелью по частоте в нулевом магнитном поле, что является следствием сильно изотропного электронного спектра электронов в AlAs. Были проведены сравнительные измерения на геометрически идентичном образце квантовой ямы GaAs, которые продемонстрировали, что для ДЭС с изотропным энергетическим спектром, плазменные частоты в нулевом магнитном поле вырождены по частоте. Были определены значения эффективных масс $m_1 = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и $m_{\text{tr}} = (0.20 \pm 0.01)m_0$ из плазменных частот в $B = 0$ Тл. При повышении концентрации начинала заполняться вторая Y долина, что приводило к перестройке спектра магнитоплазменных возбуждений. Используя модель двухкомпонентной плазмы напрямую были определены электронные плотности в каждой из долин и значение междолинного расщепления ΔE .

Также был улучшен и адаптирован метод оптического детектирования резонансного микроволнового поглощения для изучения магнитоплазменных возбуждений в непрямозонном полупроводнике. Основным преимуществом метода являлось отсутствие затворов или контактов, что могло вносить возмущение в

электромагнитное поле плазменной волны. Было установлено в эксперименте более сильное проявление эффектов запаздывания в ДЭС с сильно анизотропным энергетическим спектром.

Глава 4

Изменение заселённости долин в квантовых ямах AlAs посредством механической деформации

4.1 Введение

Одним из наиболее важных и привлекательных свойств двумерных плазмонов является то, что их частота может легко перестраиваться в широком диапазоне путём изменения электронной плотности. Данная особенность является основополагающей для создания интегральных схем с возможностью перестроения частоты на основе плазмоники.

Широко распространено мнение, что деформация оказывает незначительное влияние на свойства плазмонов в твёрдых телах. Типичная величина деформации, которая может быть приложена к ДЭС, составляет порядка $\varepsilon \approx 10^{-4}$. Что приводит к изменению в электронной плотности $\Delta n_s/n_s = 2 \times 10^{-4}$ и соответствующему незначительному изменению плазменной частоты $\Delta f_p/f_p = 10^{-4}$. Однако существует другой способ воздействия на плазменный спектр - внешняя деформация, которая может изменять электронную структуру твёрдого тела.

Данная глава посвящена изучению модификации спектра плазменных возбуждений при приложении внешней деформации в широких квантовых ямах AlAs/AlGaAs ($W = 15$ нм), когда двумерные электроны занимают две внутриплоскостные анизотропные X_x и X_y долины. Будет показано, что при низких температурах спектр двумерных плазмонов возможно перестраивать в широком диапазоне под воздействием внешнего механического напряжения. Полученные результаты будут количественно объяснены с помощью простой модели, которая учитывает перераспределение зарядов между долинами вследствие приложенной деформации.

4.2 Методика приложения деформации к образцу

В данной главе использовалась методика по приложению внешней одноосной деформации, предложенной ранее в работах [27; 96].

Образец представлял собой копланарный волновод, изготовленный на поверхности гетероструктуры посредством оптической фотолитографии, в щелях которого располагались вытравленные диски с ДЭС на основе квантовых ям AlAs (подробности в Главе 2.3). Для более эффективной передачи внутриплоскостной деформации образец стачивался до толщины $d \simeq 200 - 250$ $\mu\text{м}$, а после наклеивался при помощи двухкомпонентного эпоксидного клея на керамический пьезоактуатор PSt 150hTc/5x5/7 (рис. 4.1). Кристаллографическое направление $[010]$ совпадало с направлением приложения деформации: при подаче положительного напряжения ($V_p > 0$) на пьезоактуатор образец растягивался, и наоборот, при $V_p < 0$ - сжимался.

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. 4.1). Величина приложенной деформации определялась при помощи мостовой схемы Уитстона, состоящей из двух тензодатчиков R_1 , R_3 и двух резисторов R_2 , R_4 с одинаковым значением сопротивлений 120Ω (рис. 4.2).

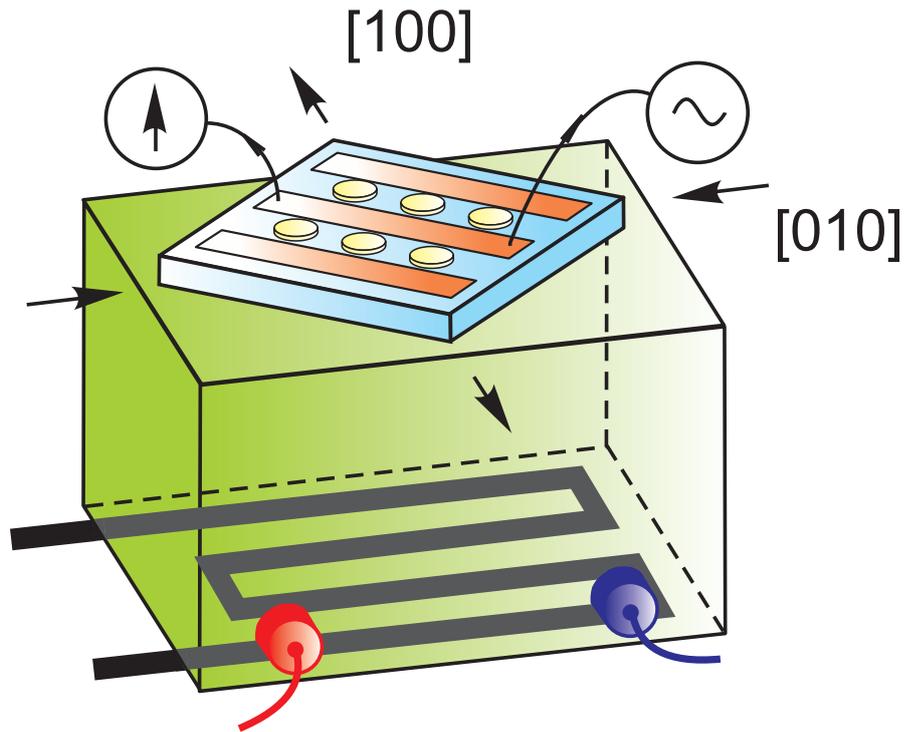


Рисунок 4.1: Схематическое изображение образца, наклеенного на пьезоактуатор вдоль направления $[010]$. С обратной стороны также наклеен тензометрический датчик для измерения величины деформации, приложенной к образцу [84].

Второй тензометрический датчик - фиктивный (*dummy*) — использовался для компенсации температурных эффектов, и, в отличие от первого, не испытывал механической деформации от пьезоактуатора. На мостовую схему подавалось напряжение V_{in} , выходное напряжение V_{out} измерялось с помощью синхронного усилителя.

Для данной схемы зависимость выходного напряжения V_{out} выражается как:

$$V_{out} = \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} * V_{in} \quad (4.1)$$

Учитывая, что $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R$, получаем:

$$\Delta V_{out} = \frac{\Delta R_1}{4R} * V_{in} \quad (4.2)$$

где ΔR_1 - изменение сопротивления вследствие приложенной деформации. В случае металла, используемого в резистивном тензодатчике, при воздействии растягивающей или сжимающей деформации не изменяется удельное сопротивление, поэтому:

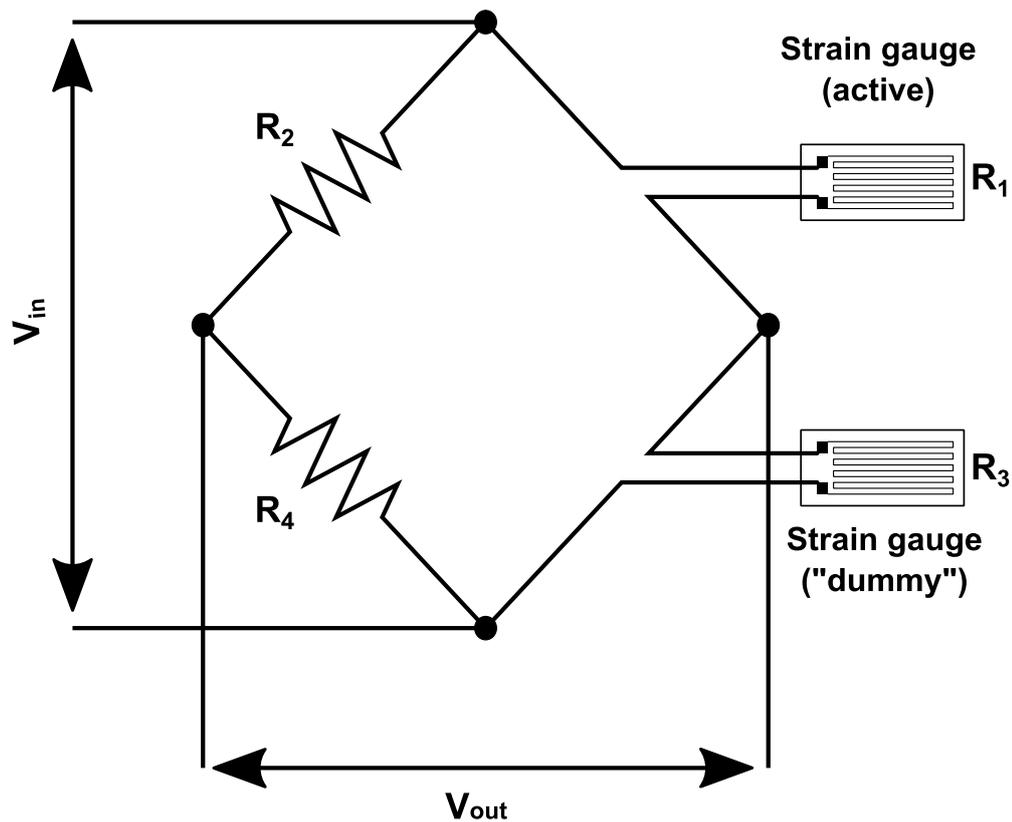


Рисунок 4.2: Схематическое изображение измерительной постовой схемы Уитстона. Из работы [84].

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{k} \quad (4.3)$$

где ΔL - абсолютное изменение длины, L - исходная длина, k - коэффициент чувствительности тензодатчика. В данном случае он равнялся $k = 2$. Тогда приложенная деформация определяется следующим образом:

$$\epsilon = \frac{2\Delta V_{out}}{V_{in}} \quad (4.4)$$

Также важно было учесть, что затвердевший эпоксидный клей и материал основы датчика могут приводить к гистерезису и эффектам ползучести. Для ослабления их влияния на измерения слои эпоксидного клея и толщины основ тензодатчика были сделаны максимально тонкими. С целью проверки, что деформация равномерно передаётся через эпоксидный клей к образцу, была проведена измерена зависимость величины приложенной деформации от приложенного напряжения на пьезоактуатор. Как показано на рис. 4.3, полученная

калибровка при гелиевых температурах $T = 4.2$ К демонстрирует строгую линейную зависимость, без проявления эффектов ползучести или гистерезиса.

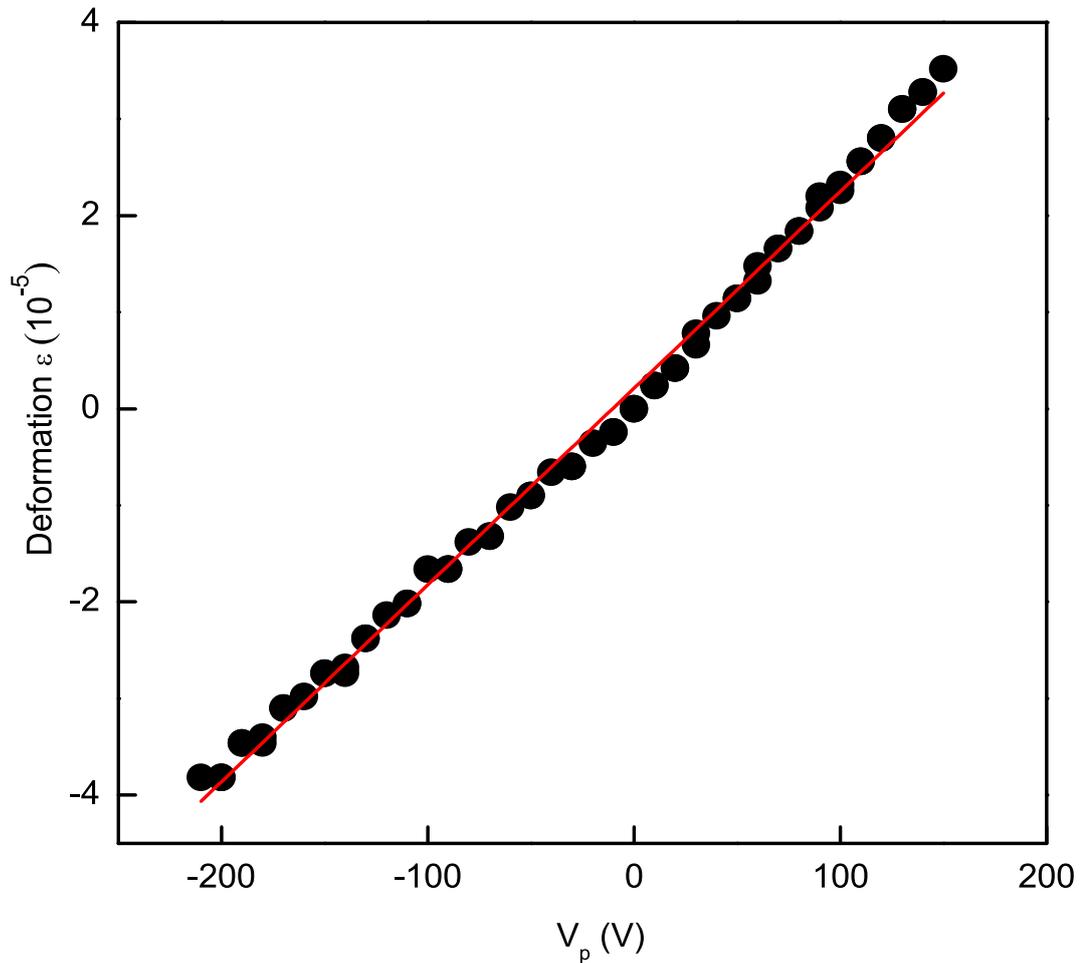


Рисунок 4.3: Зависимость величины приложенной деформации от поданного напряжения на пьезоактуатор V_p . Из работы [84].

4.3 Спектр магнитоплазменных возбуждений при приложении деформации

Эксперименты проводились на высококачественной гетероструктуре AlAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.46$), содержащей квантовую яму шириной $W = 15$ нм. Двумерная электронная концентрация n_s и низкотемпературная транспортная подвижность μ составляли $2.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $1.5 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Измерения проводились копланарной методикой (подробности в Главе 2.3).

Как было сказано в предыдущих главах, вследствие разницы в постоянных решёток в GaAs и AlAs, двусосное сжатие в плоскости квантовой ямы приводит

к тому, что для квантовых ям AlAs/AlGaAs с шириной $W > 6$ нм, электроны заполняют анизотропные внутриплоскостные X_x и X_y . Более того, остаточная деформация приводит к снятию вырождения между ними и возникновению междолинного расщепления ΔE (вставка к рис. 4.4). Приложением внешней одноосной деформации можно регулировать ΔE , и тем самым перераспределять электроны между долинами.

Как было показано в Главе 3.3, 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, дисперсия двумерных плазмонов в такой ДЭС может быть описана с использованием модели двухкомпонентной анизотропной плазмы [64]. В такой системе плазменные колебания при $B = 0$ Тл в геометрии диска можно разложить на две нормальные моды с частотами:

$$\Omega_{[100]}^2 = \frac{e^2 q}{2\kappa_0 \kappa^*} \left(\frac{n_x}{m_l} + \frac{n_y}{m_{tr}} \right), \quad (4.5)$$

$$\Omega_{[010]}^2 = \frac{e^2 q}{2\kappa_0 \kappa^*} \left(\frac{n_x}{m_{tr}} + \frac{n_y}{m_l} \right). \quad (4.6)$$

где $\kappa^* = (\kappa_{\text{GaAs}} + 1)/2$ - эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды, а $q = 2.4/d$ - волновой вектор в геометрии диска [53]. Из этих выражений следует, что максимальная щель в спектре соответствует случаю, когда одна из долин X_x или X_y пуста. И наоборот, частотный разрыв уменьшается, когда долины заполнены одинаково ($n_x = n_y$). Если полная электронная плотность $n_s = n_x + n_y$ в двух долинах фиксирована, то уравнения (4.5)-(4.6) на плазменные частоты $\Omega_{[100]}$ и $\Omega_{[010]}$ дают значения концентраций в каждой из долин. Непосредственно из разности электронных плотностей $\Delta n = n_x - n_y$ определяется расщепление по энергии между долинами ΔE (рис. 4.4), используя двумерную плотность состояний:

$$\Delta E = \frac{\pi \hbar^2 \Delta n}{\sqrt{m_l m_{tr}}}. \quad (4.7)$$

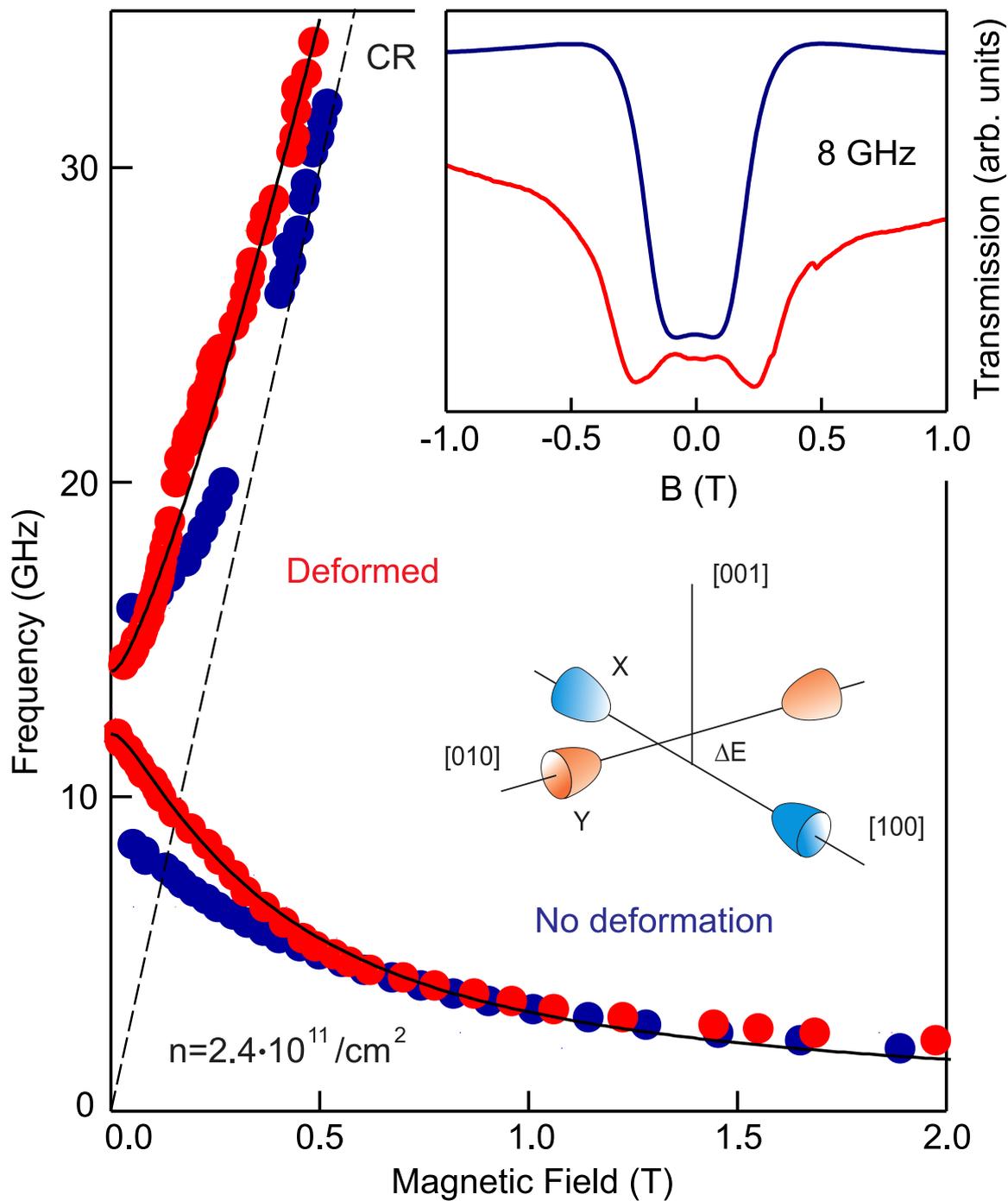


Рисунок 4.4: Магнитодисперсия двумерных плазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs/AlGaAs для недеформированного образца (синие точки) и того же образца, наклеенного на пьезоактуатор (красные точки). В последнем случае образец испытывает деформацию с нулевым напряжением из-за сжатия пьезоактуатора в процессе охлаждения. Электронная концентрация оставалась неизменной $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Схематическое изображение относительного расположения долин также показано на рисунке. На вставке продемонстрированы магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода для обоих случаев при частоте микроволнового излучения $f = 8 \text{ ГГц}$. Из работы [84].

Под действием внешней одноосной деформации спектр двумерных плазмон претерпевает значительные изменения. Для примера, на вставке к рис. 4.4 продемонстрированы магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода для образца в отсутствие (верхняя синяя кривая) и в присутствии (нижняя красная кривая) деформации при частоте микроволнового излучения $f = 8$ ГГц. В последнем случае идентичный образец был приклеен к пьезоактуатору и находился под действием одноосного сжатия $\varepsilon_{[010]} = -8 \times 10^{-5}$ даже при нулевом напряжении, вследствие разницы в коэффициентах теплового расширения полупроводникового кристалла и пьезоактуатора. При сравнение наблюдается сильное изменение в положение резонансного магнитного поля.

Чтобы проиллюстрировать влияние деформации на плазменный спектр, на рис. 4.4 показаны магнитодисперсии плазменных волн для образца без (синие точки) и в присутствии (красные точки) деформации, когда идентичный образец был наклеен на пьезоактуатор. Каждая магнитодисперсия состоит из двух мод, разделённых щелью по частоте в нулевом магнитном поле, что является следствием сильной анизотропии эффективных масс в данной ДЭС. Как было изложено в Главе 3, низкочастотная ветвь магнитодисперсии на рис. 4.4 соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона (КМП), который распространяется вдоль края диска [8]. Частота КМП уменьшается как $\omega_- \approx \sigma_{xy}q \propto n_s q/B$. Тот факт, что обе ветви КМП (красные и синие точки на рис. 4.4) выходят на одну асимптотику при $B > 0.5$ Т, указывает на то, что деформация не приводит к изменению электронной плотности в ДЭС. Высокочастотная ветвь на рис. 4.4 соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды, которая стремится к линии циклотронного резонанса $\omega_c = eB/\sqrt{m_l m_{tr}}$ в пределе сильного магнитного поля (пунктирная линия, отмеченная "CR").

Поведение обеих магнитоплазменных мод для ДЭС с сильной анизотропией эффективных масс описывается аналитически с помощью дипольного приближения следующим образом [7; 62; 63; 65]:

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\Omega_{[100]} + \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \pm \sqrt{(\Omega_{[100]} - \Omega_{[010]})^2 + \omega_c^2} \right], \quad (4.8)$$

где $\Omega_{[100]}$ и $\Omega_{[010]}$ - плазменные частоты в $B = 0$ Тл. Данный подход хорошо описывает полученные экспериментальные результаты (чёрные кривые на рис. 4.4).

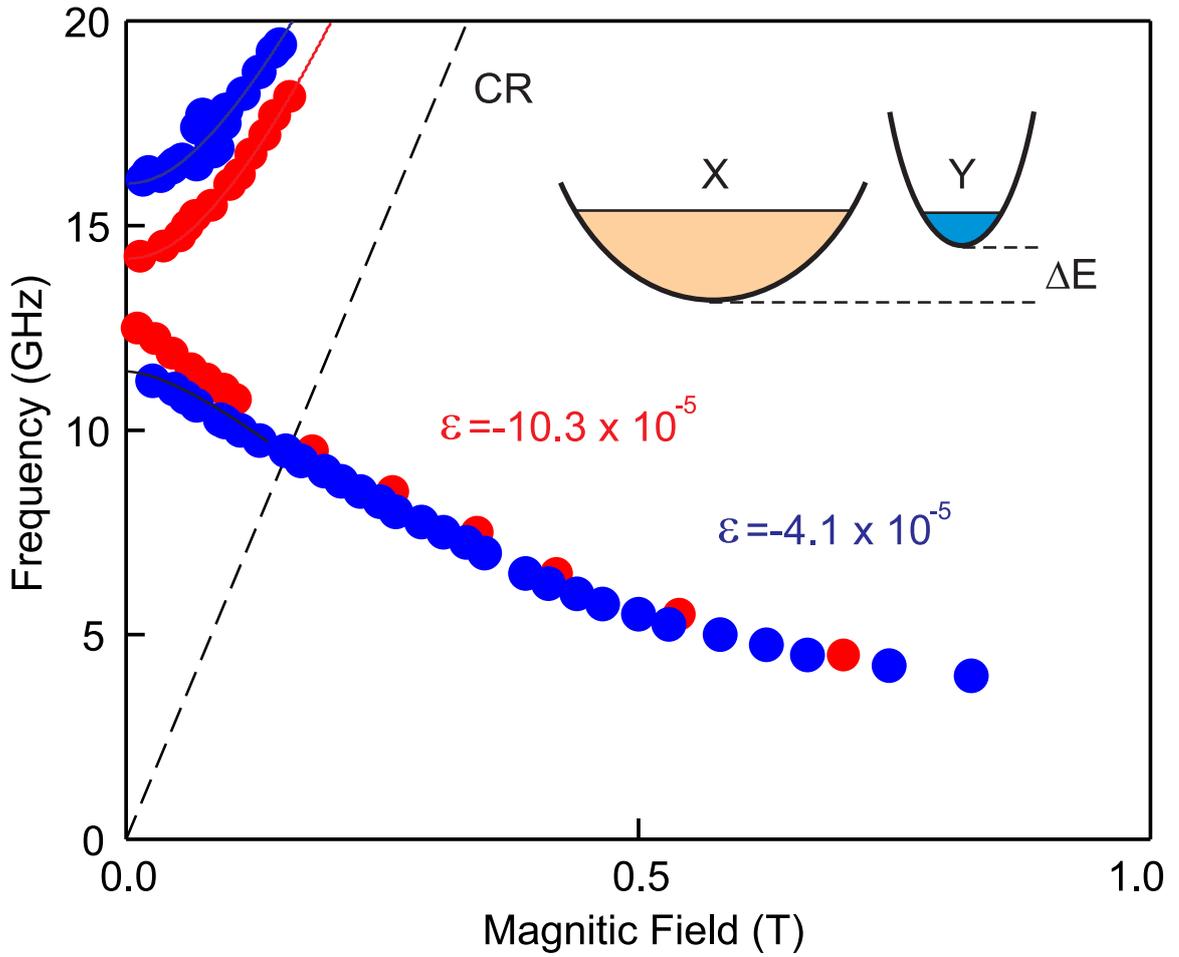


Рисунок 4.5: Спектры магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs, полученные для приложенных значений деформации $\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ (красные точки) и $\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$ (синие точки). На вставке показано схематическое изображение расположения долин X_x и X_y . Из работы [84].

Были определены плазменные частоты в нулевом поле для образца без деформации (рис. 4.4): $\Omega_{[100]}/2\pi = (8.9 \pm 0.2)$ ГГц и $\Omega_{[010]}/2\pi = (15.7 \pm 0.2)$ ГГц. Используя полученные плазменные частоты и уравнение (4.5-4.6), было также вычислено значение междолинного расщепления $\Delta E = (0.90 \pm 0.05)$ мэВ. Применяв тот же метод для образца под деформацией (красные точки на рис. 4.4), 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 изменению междолинного расщепления ΔE и 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 связан с изменением электронной концентрации через на-

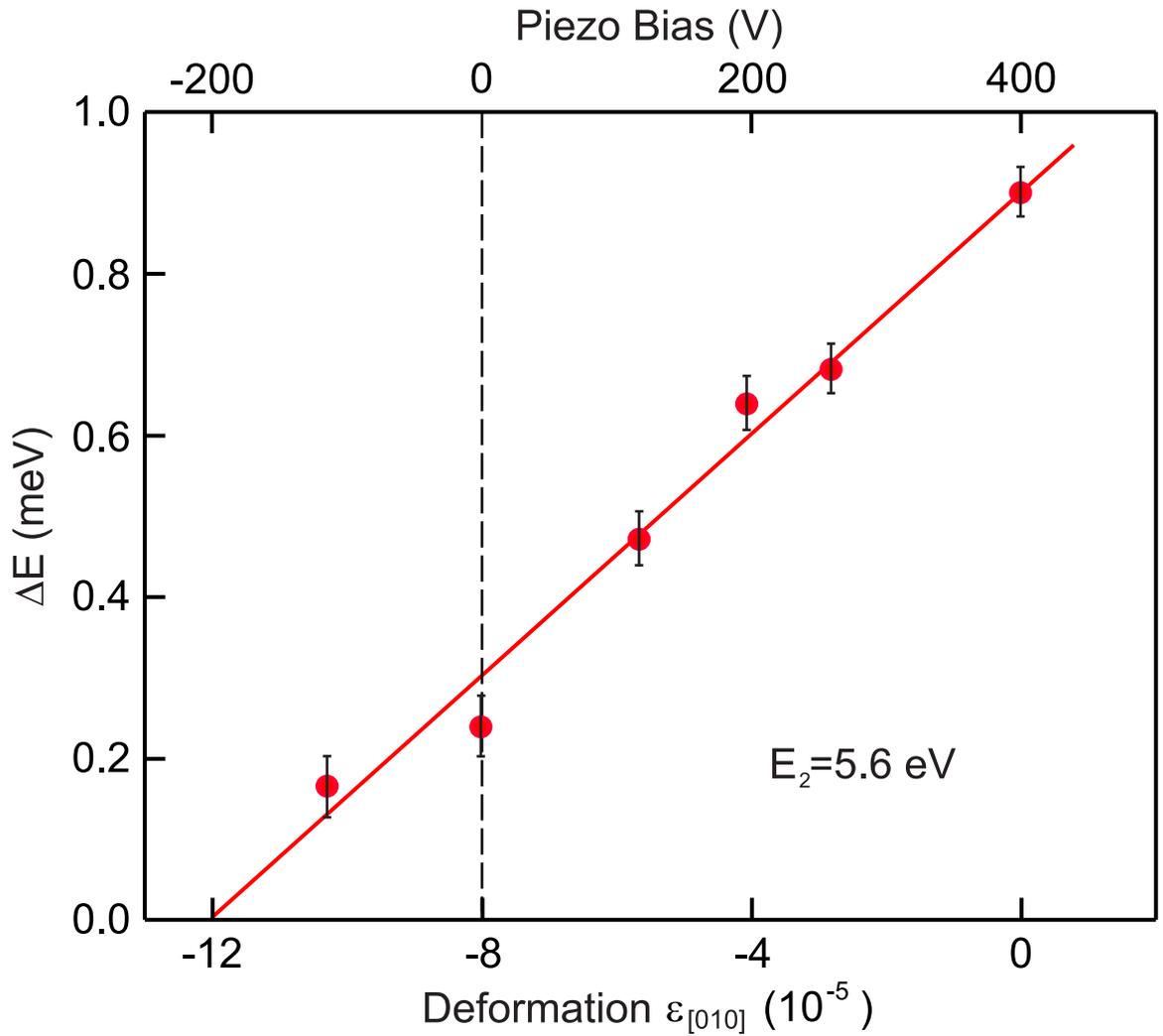


Рисунок 4.6: Расщепление по энергии ΔE между внутриплоскостными X_x и X_y долинами в зависимости от приложенной одноосной деформации $\varepsilon_{[010]}$. Сплошная линия является линейной подгонкой, которая даёт значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = 5.6$ эВ. Пунктирной линией обозначено сжатие, вызванное разницей в коэффициентах теплового расширения между полупроводниковым кристаллом и пьезоактуатором. Из работы [84]

пряжение на затворе. Обнаруженный пьезоплазмонный эффект открывает дополнительный путь для изменения частоты двумерных плазменных колебаний. Для этого была проведена серия подробных измерений при приложении различных напряжений V на пьезоактуатор. На рис. 4.5 показана магнитодисперсия двумерных плазмонов для двух случаев: когда $V = -110$ V (красные точки) и $V = 200$ V (синие точки). Соответствующие значения деформации составляют $\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}$ и $\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}$.

Используя формулы (4.5)-(4.6), были получены величины междолинного расщепления ΔE для каждого значения приложенной деформации. На рис. 4.5

приведены спектры магнитоплазменных возбуждений для двух различных приложенных значений деформации, соответствующие величины междолинного расщепления составляли: $\Delta E(\varepsilon_{[010]} = -10.3 \times 10^{-5}) = 0.17$ мэВ и $\Delta E(\varepsilon_{[010]} = -4.1 \times 10^{-5}) = 0.64$ мэВ.

Итоговая экспериментальная зависимость ΔE от приложенной одноосной деформации $\varepsilon_{[010]}$ показана на рис. 4.6. Полученные данные демонстрируют линейную зависимость интервала по энергии между долинами X_x и X_y от приложенной деформации. Из анализа зависимости может быть получено значение сдвигового деформационного потенциала E_2 , так как сдвиговая деформация ϵ в нашем эксперименте равна разности деформаций вдоль направлений $[010]$ и $[100]$: $\epsilon = \varepsilon_{[010]} - \varepsilon_{[100]}$. Поскольку коэффициент Пуассона для AlAs составляет $r = 0.32$ [96], то $\epsilon = (1 + r)\varepsilon_{[010]}$. Тогда расщепление по энергии между X_x и X_y долинами составляет $\Delta E = E_2 \times (1 + r)\varepsilon_{[010]}$. Из экспериментальных результатов, продемонстрированных на рис. 4.6, было получено следующее значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ. Это значение хорошо согласуется с предыдущими исследованиями [27; 97].

4.4 Выводы

Таким образом, в данной главе были представлены результаты по исследованию плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС на основе широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм) при приложении внешней одноосной деформации посредством пьезоактуатора. Было приведено краткое описание методики приложения деформации к образцу. Данный метод позволил контролируемым образом изменять величину междолинного расщепления ΔE . Было показано, что перераспределение носителей заряда между долинами привело к значительной модификации спектра двумерных магнитоплазменных возбуждений. Было подробно изучена зависимость расщепления ΔE между внутриплоскостными X_x и X_y долинами в зависимости от приложенной одноосной деформации $\varepsilon_{[010]}$. Экспериментальные результаты продемонстрировали линейную зависимость между данными величинами, из наклона которой было определено значение сдвигового деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ. Обнару-

женный пьезоплазмонный эффект представляет собой потенциально мощный инструмент для исследования зонной структуры полупроводников.

Глава 5

Перестройка энергетического спектра электронов в узких ямах AlAs

5.1 Введение

За последние полвека полупроводниковая электроника на основе кремния продемонстрировала впечатляющий рост в развитии. Однако дальнейший прогресс в кремниевой технологии выявил фундаментальные физические ограничения. Вследствие этого идёт активный поиск новых материалов и концепций. Для примера, в основе устройства спинтроники лежит использование спина электрона [37; 38]. На принципиально другой идее строится направление “valleytronics”, в котором основную роль играет долинная степень свободы электронов [27; 39—41; 76; 98], в отличие от обычной электроники, в которой работа основана на движении заряженных частиц. Одним из первых устройств “valleytronics” является диод Ганна (в иностранной литературе TED—Transferred Electron Device), работа которого основана на междолинном переносе электронов в присутствии сильного электрического поля [41].

Одним из перспективных новых материалов для исследования и реализации концепций “valleytronics” являются двумерные электронные системы в квантовых ямах AlAs. Как было подробно описано в Главе 1.4, в объёмном AlAs электроны заполняют три эквивалентные долины в X точках зоны Бриллюэна. При

переходе к квантовым ямам, выращенным вдоль направления $[001]$, симметрия системы понижается и вырождение долин снимается из-за двух факторов. Во-первых, потенциала, ограничивающего движение электронов в направлении роста, в связи с чем предпочтительнее становится заполнение X_z долины, так как её соответствует наибольшая масса в направлении роста. Вторым фактором является двуосное сжатие слоя AlAs из-за различий в постоянных решётки с GaAs, что приводит к понижению энергии внутриплоскостных X_x и X_y долин. Конкуренция между этими двумя факторами определяет распределение электронов между долинами. Из чего следует, что заполнение долин в квантовых ямах AlAs можно контролировать посредством одноосной деформации (см. Главу 4) или величиной ограничивающего потенциала [28—30; 91; 99]. Исследования в данной области имеют потенциальное применение для разработки новых концепций “valleytronics”.

В данной главе представлены результаты измерений плазменных и магнито-плазменных возбуждений для серии квантовых ям AlAs с различной величиной ограничивающего потенциала (шириной квантовой ямы W). Исследуя спектр магнитоплазменных возбуждений можно определить значение W , при котором в ДЭС происходит перестройка энергетического спектра.

5.2 Магнитоплазменные возбуждения в узких ямах AlAs/AlGaAs

Исследуемые в данном разделе образцы были изготовлены из гетероструктур AlAs/AlGaAs с ширинами квантовых ям $W = 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5$ и 7.0 нм. Электронная плотность n_s и транспортная подвижность электронов μ для каждой из структур перечислены в Таблице 2.1 (см. раздел 2.1).

Исследования проводились на образцах в форме стандартных Холловских мостиков посредством транспортной методики, подробно описанной в Главе 2.5.

На рис. 5.1(а) продемонстрированы типичные магнитополевые зависимости добавок к продольному сопротивлению образца ΔR_{xx} , обусловленные поглощением СВЧ-излучения, для серии частот: $f = 93$ ГГц, 185 ГГц и 245 ГГц. Измерения проводились на гетероструктурах AlAs/AlGaAs с шириной кванто-

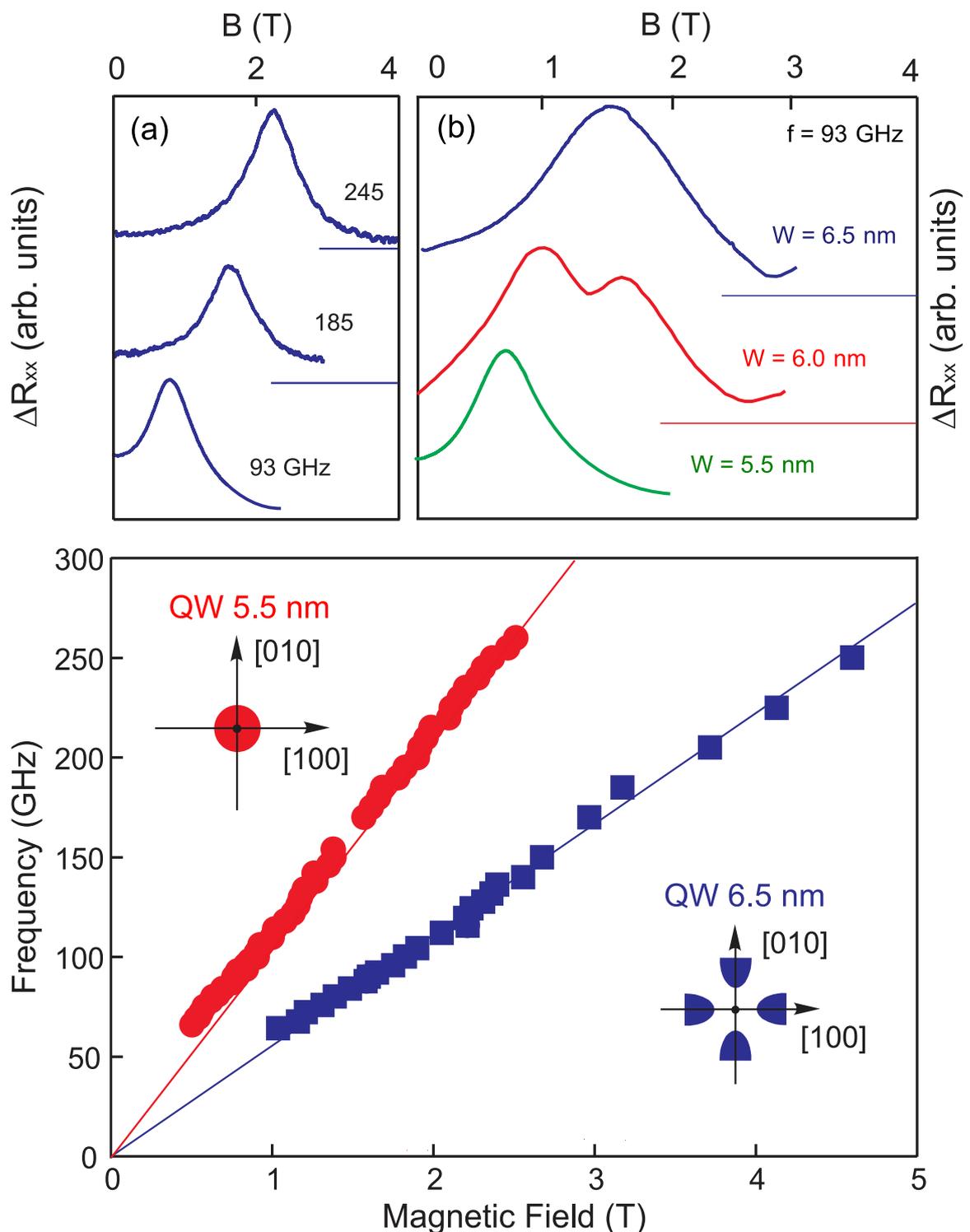


Рисунок 5.1: (а) Кривые зависимости индуцированного микроволновым излучением добавки продольного сопротивления ΔR_{xx} при различных частотах СВЧ-сигнала для образца с шириной квантовой ямы $W = 5.5$ нм. (б) ΔR_{xx} от магнитного поля для квантовых ям AlAs с ширинами $W = 5.5$ нм (зелёная кривая), $W = 6.0$ нм (красная кривая), $W = 6.5$ нм (синяя кривая). (в) Магнитодисперсии 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 [99].

вой 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 в ДЭС. 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 поперечной магнитоплазменной моды в системе.

Проведя подробное исследование каждой из гетероструктур AlAs/AlGaAs, наибольший интерес представляет сравнение магнитолевых зависимостей (рис. 5.1(b)) для образцов с ширинами квантовой ямы $W = 6.5$ нм (синяя кривая), $W = 6.0$ нм (красная кривая), $W = 5.5$ нм (зеленая кривая). Данные получены для частоты микроволнового излучения, падающего на образец, $f = 93$ ГГц. Хорошо заметно изменение формы и положения резонансного магнитного поля. Структуры с $W = 5.5$ нм и 6.5 нм имеют одиночные магнитоплазменные резонансы, однако, несмотря на то, что электронные плотности в исследуемых образцах близки по значению, наблюдается резкое изменение в положении резонансного магнитного поля. Это наглядно указывает на качественное изменение в энергетическом спектре, когда электроны начинают занимать различные долины с отличающимися значениями эффективных масс электронов [9]. В случае образца с $W = 6.0$ нм одновременно наблюдаются два магнитоплазменных резонанса от электронов, заполняющих внутриплоскостные анизотропные $X_x - X_y$ долин и внеплоскостную изотропную в плоскости квантовой ямы X_z долину.

5.3 Обнаружение перестройки энергетического спектра

Для лучшего понимания наблюдаемого явления, были подробно изучены магнитоплазменные возбуждения в широком диапазоне частот $f = 60 - 300$ ГГц. Полученные магнитодисперсии для квантовых ям с $W = 5.5$ нм (красные точки) и $W = 6.5$ нм (синие точки) показаны на рис. 5.1(c). Для обеих гетероструктур положение резонансов по магнитному полю следуют линии цик-

лотронного резонанса $\omega_c = eB/m_c$ с небольшим отклонением в низкочастотной области из-за деполяризационного плазменного сдвига. Как было обсуждено в Главе 1.3, дисперсия объёмной магнитоплазменной моды в ДЭС определяется следующим выражением [100]:

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (5.1)$$

где ω_c - циклотронная частота, ω_p - плазменная частота в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл, которая в свою очередь подчиняется дисперсии двумерных плазмонов [6]:

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2m_p \varepsilon_0 \varepsilon^*}} q, \quad (5.2)$$

где $\varepsilon^* = (\varepsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ - эффективная диэлектрическая проницаемость. Волновой вектор q для ДЭС в форме полоски с шириной W принимает значения $q = \pi N/L$ ($N = 1, 2, \dots$) (см. Главу 1.3.1). Более точные вычисления дают значения коэффициента $0.85 \omega_p$ [54]. Используя формулу (5.1), были найдены значения эффективных циклотронных масс для обеих структур: $m_c(W = 5.5 \text{ нм}) = (0.28 \pm 0.01) m_0$, and $m_c(W = 6.5 \text{ нм}) = (0.49 \pm 0.01) m_0$.

Для анизотропных ДЭС циклотронная эффективная масса определяется как среднее геометрическое эффективных масс электрона вдоль основных кристаллографических направлений $m_c = \sqrt{m_l m_{\text{tr}}}$. В случае квантовых ям AlAs/AlGaAs с $m_l = 1.1 m_0$ и $m_{\text{tr}} = 0.2 m_0$, соответствующее значение циклотронной массы равно $m_c = 0.47 m_0$. Это значение хорошо соотносится с полученным для квантовой ямы AlAs с шириной $W = 6.5$ нм, что является прямым экспериментальным подтверждением, что в данной гетероструктуре электроны заполняют внутрислоистные анизотропные $X_x - X_y$ долины. И наоборот, значение циклотронной массы для квантовой ямы с $W = 6.5$ близко к $m_{\text{tr}} = 0.2 m_0$, что указывает на заполнение внеплоскостной изотропной X_z долины [28; 29; 101; 102].

Данный переход в энергетическом спектре является следствием уникальных свойств квантовых ям AlAs/AlGaAs. В узких ямах $W < 6$ нм энергия размерного квантования доминирует над энергией деформации в плоскости, и электроны стремятся заполнить долину с наименьшим уровнем энергии, а

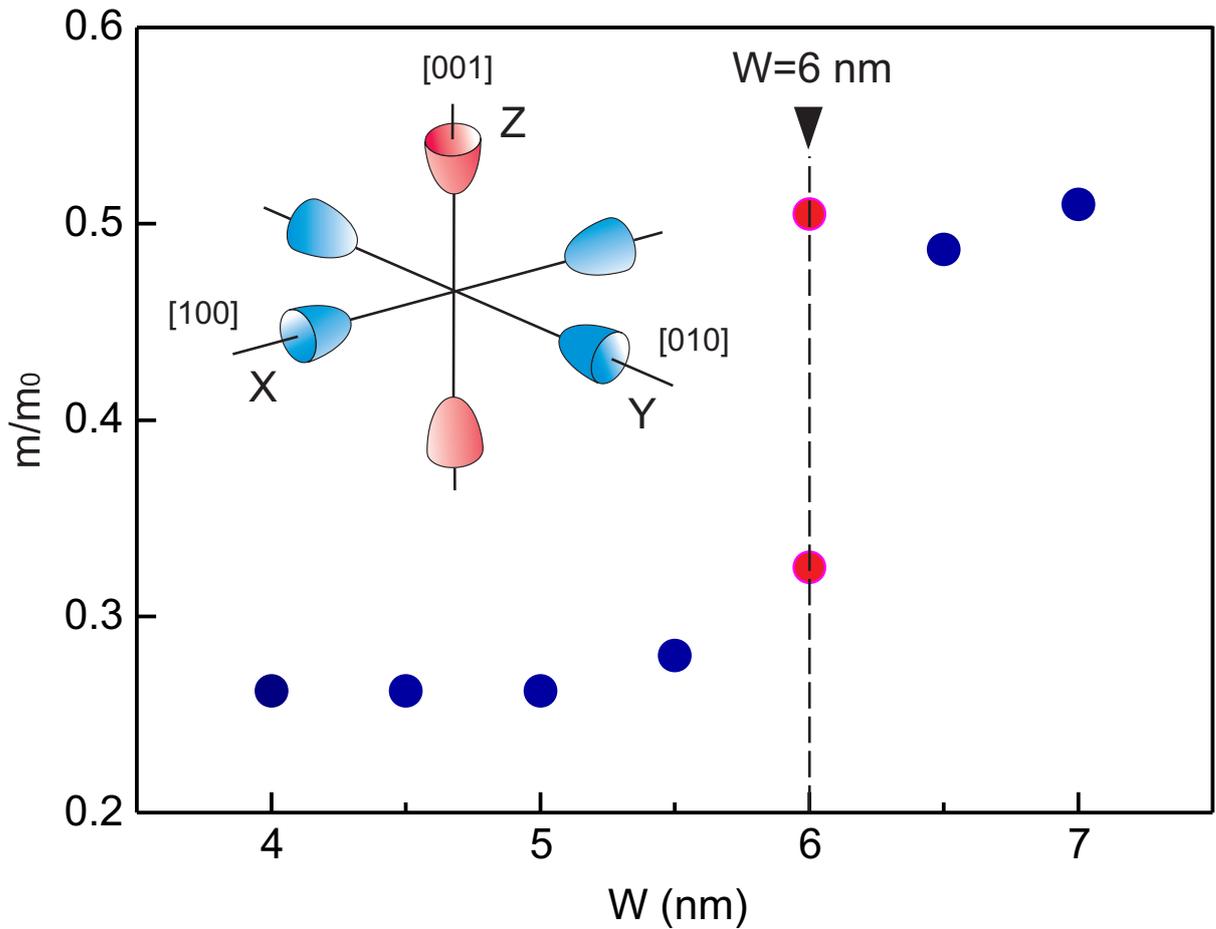


Рисунок 5.2: Экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы электронов от ширины квантовой ямы W в узких квантовых ямах AlAs. Пунктирной линией обозначен переход в энергетическом спектре с изменением заполнения долин при $W = 6$ нм. На вставке схематически показано расположение долин в AlAs. Из работы [99]

именно внеплоскостную X_z долину, с наибольшей эффективной массой в направлении роста [001]. С увеличением ширины $W > 6$ нм, разница в значениях постоянной решетки между AlAs и GaAs приводит к такому сильному двухосному сжатию слоя AlAs, что электроны начинают занимать только анизотропные внутриплоскостные долины X_x и X_y .

Также представляет большой интерес наблюдаемая суперпозицию двух резонансов для квантовой ямы с $W = 6.0$ нм: один от электронов из $X_x - X_y$ долин, другой - из X_z долины. В такой структуре реализуется уникальная ситуация, когда и $X_x - X_y$ и X_z долины энергетически перекрываются. В ряде предыдущих работ было показано, что в гетероструктурах AlAs/AlGaAs можно снимать вырождение в долине путём деформации или помещения 2DES в электрические или магнитные поля [27; 39; 76]. Полученный в рамках данной

работы результат для квантовых ям AlAs с $W = 6.0$ нм открывает новые возможности для потенциального применения в "valleytronics".

Полная экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы электронов от ширины квантовой ямы W в квантовых ямах AlAs/AlGaAs продемонстрирована на рис. 5.3. Пунктирной линией отмечена ширина квантовой ямы $W = 6$ нм, когда происходит переход в энергетическом спектре. Было также получено значение для циклотронной массы в гетероструктурах с $W = 15$ нм: $m_c = (0.47 \pm 0.01)m_0$.

5.4 Исследование увеличения циклотронной массы

Важно отметить, что полученные значения эффективных масс при заполнении изотропной X_z долины в узких квантовых ям $W < 6.0$ нм значительно превышают значения в AlAs $m_{tr} = 0.2m_0$ [68]. Данный удивительный результат также был получен в ряде независимых экспериментальных работ [29; 101–103].

Чтобы исследовать природу повышенного значения эффективной массы, были проведены исследования на гетероструктуре AlAs/AlGaAs с $W = 5.5$ нм при различных электронных концентрациях. Плотность электронов варьировалась путём кратковременной засветки образца светодиодам. Значение эффективной циклотронной массы определялось из наклона прямой зависимости квадрата резонансного магнитного поля от квадрата микроволнового излучения, как показано на рис. 5.3. Данные были получены при электронных плотностях $n_s = 3.0 \times 10^{11}$, 4.6×10^{11} и 7.0×10^{11} см⁻². Зависимость эффективной массы от электронной плотности показана на вставке к рис. 5.3. Согласно полученным результатам, циклотронная масса $m_c = (0.28 \pm 0.01)m_0$ практически не зависит от концентрации электронов n_s , что исключает влияние эффектов запаздывания в системе.

Также была проведена качественная оценка влияния эффектов непараболичности в эксперименте с использованием $\vec{k} \cdot \vec{p}$, включающий две зоны. В этой модели эффективная масса определяется как: $m^* = m_0 E/P^2$, где E - шири-

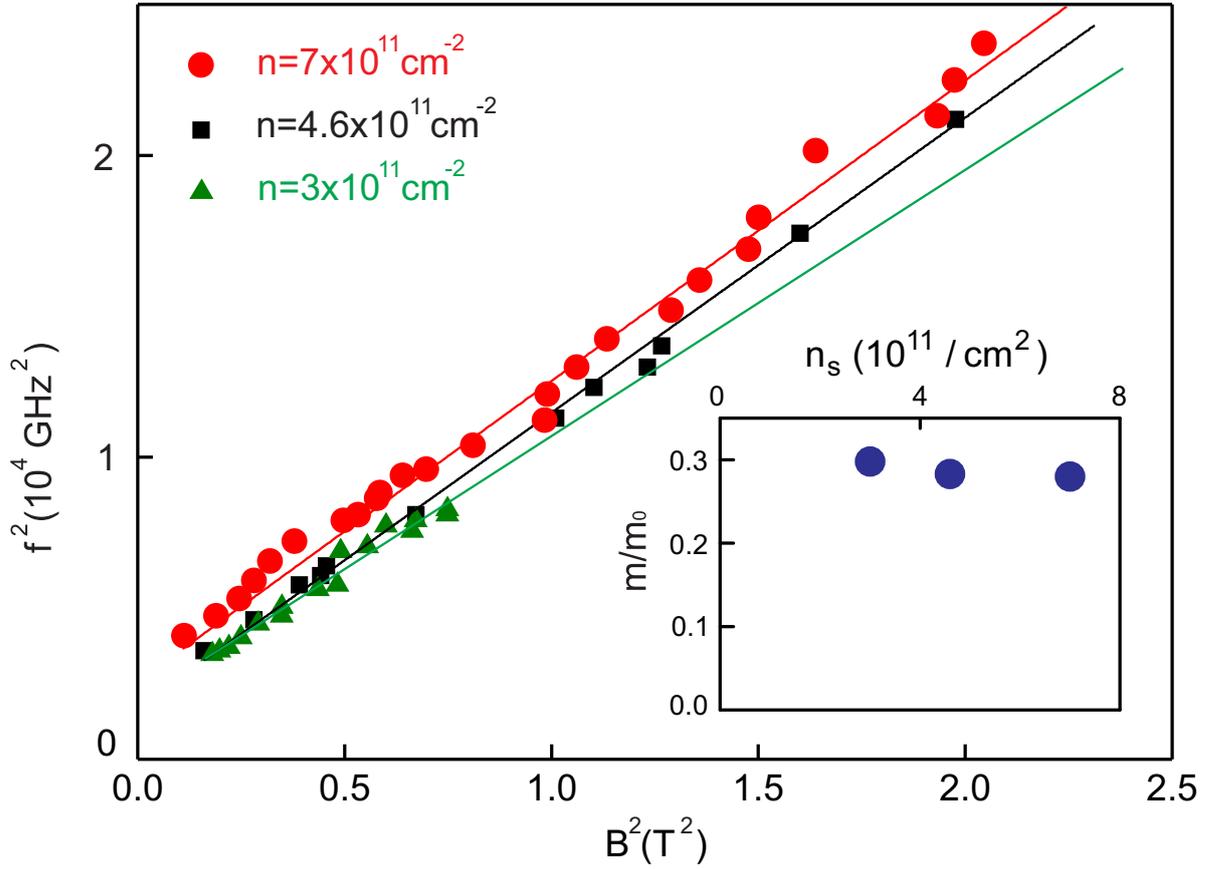


Рисунок 5.3: Зависимость квадрата частоты магнитоплазменного возбуждения от квадрата магнитного поля. Плотность электронов составляла $n_s = 3.0 \times 10^{11}$, 4.6×10^{11} и $7.0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке показаны значения эффективной массы электронов m_c как функция электронной плотности. Из работы [99]

на запрещённой зоны, а P - матричный элемент импульса. Такая зависимость экспериментально наблюдалась в гетеропереходах AlGaAs/GaAs [104]. В объёмном AlAs ширина запрещённой зоны в X точке $E \approx 2$ эВ. Однако, важно также учесть вклад от энергии размерного квантования E_{dim} и фермиевской энергии E_F . Вклад от размерного квантования определяется как:

$$E_{\text{dim}} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_l W^2} = 11.2 \text{ meV} \quad (5.3)$$

где $m_l = 1.1 m_0$ и $W = 5.5 \text{ nm}$. Энергия Ферми вычисляется следующим образом:

$$E_F(n_s = 3.0 \times 10^{11}) = \frac{\pi^2 \hbar^2 n_s}{m_{\text{tr}}} = 4.1 \text{ meV} \quad E_F(n_s = 7.0 \times 10^{11}) = 9.7 \text{ meV}, \quad (5.4)$$

где $m_{\text{tr}} = 0.2 m_0$. Поправка к энергии $\Delta E = E_{\text{dim}} + E_{\text{F}} \approx 15 - 20$ мэВ приводит к следующему увеличению массы из-за эффекта непараболичности $\Delta m \sim 0.005 m_0$ [66]. Эта оценка полностью исключает влияние непараболичности зоны проводимости как возможную причину увеличения массы от объёмного значения $m^* = 0.2 m_0$ до $m^* = 0.28 m_0$, полученного в рамках данной работы.

Результаты дополнительных исследований (рис. 5.2) показывают, что циклотронная масса m_c практически не зависит от ширины квантовой ямы W , что исключает влияние барьеров AlGaAs и электрон-электронного взаимодействия на величину эффективной массы двумерных электронов в узких квантовых ямах AlAs.

Увеличение также может быть следствием "подмешивания" внутривекторных анизотропных $X_x - X_y$ долин к X_z долине. Чтобы доказать, что двумерные электроны в узких квантовых ямах AlAs ($W < 6$ нм) занимают только X_z долину, были проведены исследования изотропности Ферми-контура в плоскости квантовой ямы. Для гетероструктуры AlAs/AlGaAs с шириной квантовой ямы $W = 4.5$ нм были изготовлены стандартные Холловские мостики ($L = 20 \mu\text{m}$), ориентированные вдоль различных кристаллографических направлений (рис. 5.4(a)-(c)). Важным моментом является тот факт, что в данном случае эффективная циклотронная масса $m_c = 1/2\pi(\partial S_p/\partial E)$ не является хорошим показателем изотропности Ферми-контура, поскольку она определяется полным сечением. На рис. 5.4 показана зависимость $f^2(B^2)$ для циклотронной магнитоплазменной моды, возбуждаемой в Холловских мостиках, ориентированных вдоль кристаллографических направлений [010](a), [100](b) и [110](c). Плазменная частота f_p в нулевом магнитном поле содержит в себе уникальную информацию об эффективной массе носителей заряда в поперечном направлении Холловского мостика. Для определения f_p , экспериментальные данные были подогнаны согласно формуле (5.1) (сплошная линия на рис. 5.4). Было получено, что $f_p = \omega_p/2\pi = 110$ ГГц ([100]), $f_p = \omega_p/2\pi = 111$ ГГц ([010]), и $f_p = \omega_p/2\pi = 108$ ГГц ($[\bar{1}10]$), и соответствующие им массы: $m_p([100]) = (0.27 \pm 0.01) m_0$, $m_p([010]) = (0.26 \pm 0.01) m_0$, и $m_p([\bar{1}10]) = (0.27 \pm 0.01) m_0$. Полученные значения m_p подтверждают, что

носители заряда в узких квантовых ямах AlAs ($W < 6$ нм) заполняют только изотропную X_z долину.

Для проверки предложенного метода определения изотропности Ферми-контура, были проведены подобные измерения на мостиках Холла ($L = 50$ мкм) для структур с шириной квантовой ямы AlAs $W = 15$ нм (рис. 5.4(d)-(e)), где электроны заполняют внутриплоскостные анизотропные $X_x - X_y$ долины. Холловские мостики были ориентированы вдоль кристаллографических направлений $[010]$ и $[100]$. В отличие от квантовой ямы с $W = 4.5$ нм, полученные плазменные частоты в нулевом магнитном поле значительно различаются: $f_p = 38$ ГГц ($[100]$) и $f_p = 26$ ГГц ($[010]$) - что указывает на сильную анизотропию занятых долин. Однако, более детальный анализ осложняется наличием энергетического расщепления ΔE между X_x и X_y долинами, вследствие остаточной деформации в плоскости из-за разницы в постоянных решётки GaAs и AlAs. Из полученных магнитоплазменных спектров можно определить концентрации в каждой из долин (подробности в Главах 3 и 4). Учитывая, что общая электронная плотность $n_s = n_x + n_y$ остаётся неизменной, то соответствующие значения эффективных масс получаются: $m_l = (1.2 \pm 0.2) m_0$ и $m_{tr} = (0.22 \pm 0.04) m_0$ - что хорошо согласуется со всеми предыдущими результатами.

5.5 Выводы

В данной главе были подробно исследованы плазменные и магнитоплазменные возбуждения в квантовых ямах AlAs/AlGaAs с различной шириной квантовой ямы ($W = 4 - 15$ нм) посредством транспортной методики. В эксперименте была обнаружена перестройка энергетического спектра в узких ямах AlAs/AlGaAs ($W < 6$ нм), когда электроны начинают заполнять не внутриплоскостные анизотропные $X_x - X_y$ долины, а внеплоскостную X_z долину с изотропным Ферми-контуром в плоскости квантовой ямы. Было определено точное значение ширины $W = 6$ нм, при которой происходит переход. Более того, в данной структуре удалось пронаблюдать магнитоплазменные резонансы электронов как из $X_x - X_y$ долин, так и из X_z долины.

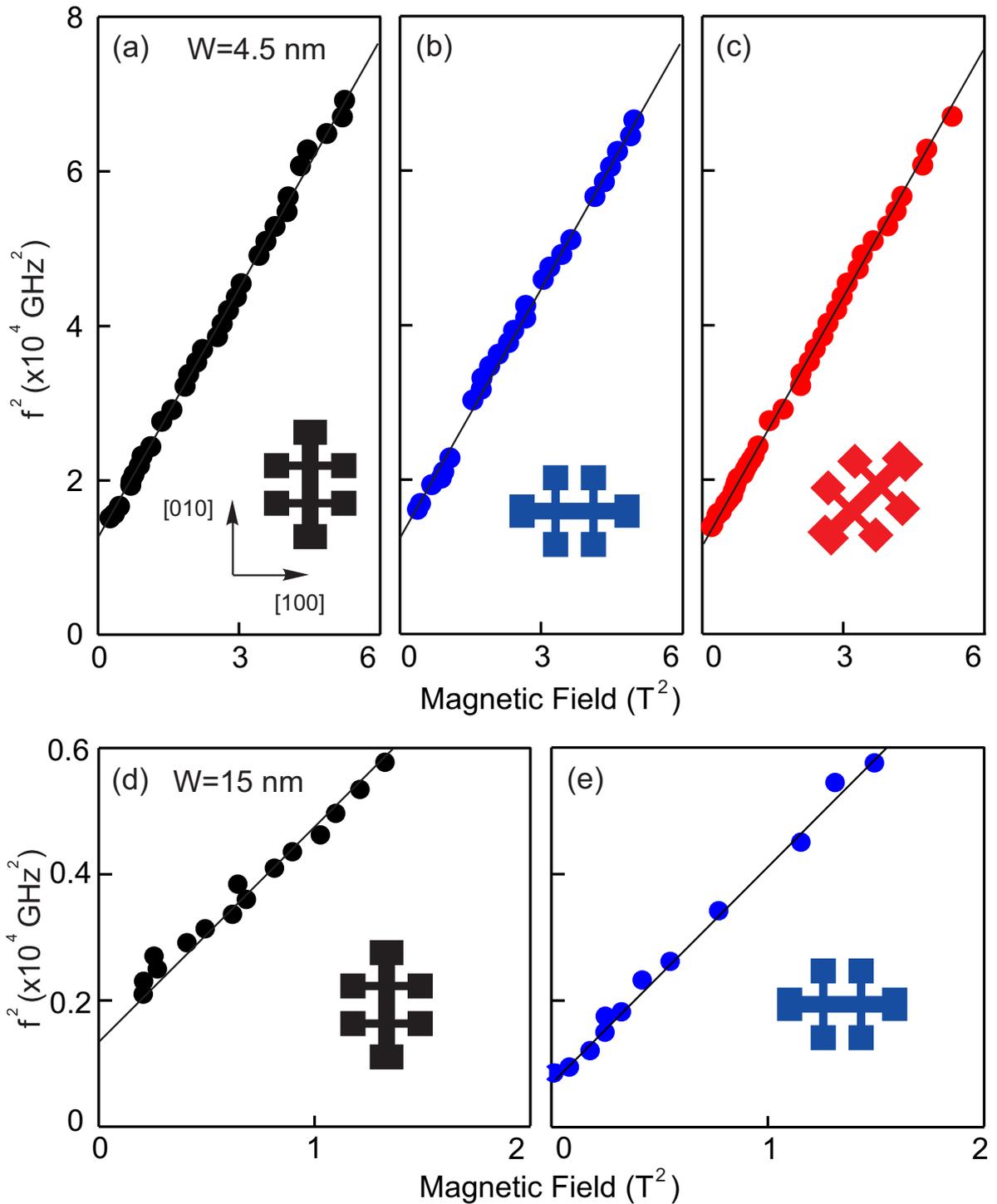


Рисунок 5.4: (а)-(с) Зависимость $f^2(B^2)$ для плазменных возбуждений в квантовой яме AlAs ($W = 4.5$ нм) для Холловских мостиков с $L = 20$ мкм, ориентированных вдоль кристаллографических направлений $[010]$ (черные точки), $[100]$ (синие точки) и $[110]$ (красные точки). (d)-(e) $f^2(B^2)$ для квантовых ям AlAs с $W = 15$ нм ($L = 50$ мкм), ориентированных вдоль направлений $[010]$ (чёрные точки), $[100]$ (синие точки). Сплошными линиями показана теоретическая аппроксимация согласно формуле (5.1). На вставках схематично изображены конфигурации Холловских мостиков. Из работы [99]

Также было проведено подробное исследование с целью поиска причины увеличения циклотронной массы в узких квантовых ямах AlA при заполнении X_z долине. Эксперименты продемонстрировали, что циклотронная масса в данных гетероструктурах не зависит ни от ширины квантовой ямы, ни от концентрации электронов, что исключает влияние непараболичности зоны проводимости, эффектов запаздывания или туннелирование электронов в барьерные слои AlGaAs. В рамках данной работы было показано, что эффективная масса носителей заряда, полученная из плазменной частоты в нулевом магнитном поле, совпадает с величиной циклотронной массы, а также не зависит от ориентации Холловского мостика. Данный результат подтверждает изотропность Ферми-контура X_z долины в плоскости квантовой ямы, а значит «подмешивание» внутривоскостных анизотропных долин не может быть причиной увеличения циклотронной массы. Данный эффект остаётся загадкой и требует дополнительного теоретического и экспериментального изучения.

Заключение

В рамках диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Впервые были изучены спектры плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах на основе широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм), когда заполняются две внутриплоскостные анизотропные долины. В микроволновом отклике дисков двумерных электронов были обнаружены две магнитоплазменные моды: краевая и циклотронная, разделённые щелью по частоте в нулевом магнитном поле в изотропной геометрии диска, что является прямым и наглядным проявлением сильной анизотропии эффективной массы носителей заряда.
2. Для широких квантовых ям AlAs ($W = 15$ нм), в случае заполнения одной внутриплоскостной анизотропной X_x долины, из плазменных частот в нулевом магнитном поле были напрямую определены значения эффективных масс, соответствующие основным полуосям поверхности постоянной энергии: продольной $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и поперечной $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$.
3. Для широких квантовых ям AlAs ($W = 16$ нм) было обнаружено качественное изменение в спектре магнитоплазменных возбуждений при заполнении второй внутриплоскостной анизотропной X_y долины, вследствие ненулевого междолинного расщепления ΔE из-за остаточной деформации в плоскости квантовой ямы. Используя модель двухкомпонентной плазмы, были получены значения концентраций в каждой из долин, что позволило определить величину междолинного расщепления $\Delta E = (0.9 \pm 0.05)$ мэВ.

4. Для исследования магнитоплазменных возбуждений в квантовых ямах AlAs была улучшена и адаптирована к непрямозонным полупроводникам оптическая методика детектирования резонансного микроволнового поглощения.
5. В узких квантовых ямах AlAs была обнаружена радикальная перестройка спектра магнитоплазменных возбуждений с изменением ширины квантовой ямы. Это указывает на перераспределения электронов из внутриплоскостных анизотропных X_x и X_y долин во внеплоскостную X_z долину с изотропным контуром постоянной энергии в плоскости квантовой ямы. Экспериментально было определено значение ширины квантовой ямы $W = 6$ нм, при котором происходит перестройка энергетического спектра. Для данной структуры в эксперименте наблюдались плазменные резонансы электронов, заселяющих как X_x - X_y , так и X_z долины.
6. Были исследованы спектры магнитоплазменных возбуждений в широких квантовых ямах AlAs при приложении внешней одноосной деформаций. Приложенная деформация позволила контролируемым образом изменять величину междолинного расщепления ΔE , что приводило к перераспределению электронов между внутриплоскостными анизотропными X_x - X_y долинами и модификации спектра плазменных колебаний. Была подробно исследована экспериментальная зависимость ΔE от приложенной деформации, из которой было получено значение деформационного потенциала $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ.

Благодарности

Не часто выпадает удобный момент, но в заключение мне хотелось бы выразить огромную благодарность научным руководителям — В. М. Муравьеву и И. В. Кукушкину. Работа, представленная в этой диссертации, была бы невозможна без их чуткого руководства, советов и всесторонней поддержки. Это очень мотивировало, и придавало сил как в хорошие, так и в сложные периоды времени, что является неотъемлемой частью любого научного проекта. Вячеслав Михайлович в течение всего периода совместной работы проявлял большую заботу, понимание и столь необходимый жизнеутверждающий оптимизм.

Никакая работа не выполняется в одиночку, и я хотела бы поблагодарить всех соавторов, а также коллектив лаборатории за плодотворную работу и дружественную атмосферу. Сергея Ивановича Губарева за полезные знания в области оптических измерений. Виктору Соловьёву за его отлично прочитанный курс "Оптической спектроскопии полупроводников и диэлектриков" и ценные советы в эксперименте. Юрию Нефёдову за конструктивную критику и умение находить необходимую вещь у себя в закромах. Яне — за поддержку во всех начинаниях, будь то изготовление образцов или организация общественной деятельности. Ивану Андрееву за полезные обсуждения и бесценную компанию в 114 КМП. Вадиму Кирпичеву за все героически спасённые оптические установки.

Отдельно хотелось бы выразить признательность Антону Щепетильникову, работа с которым принесла очень много ценных знаний о физике конденсированного состояния, низкотемпературных измерениях и работе в чистой комнате. А также конструктивные советы на все случаи жизни.

Огромную благодарность заслуживают преподаватели кафедры твёрдого тела МФТИ, за прекрасные курсы и огромные усилия, которые они вкладывают в образовательный процесс.

Также эта диссертация, конечно же, была бы невозможна без помощи родных и близких людей. Большая заслуга принадлежит моим родителям, которые поддерживали меня всегда во всём. Спасибо друзьям, которых мне подарил физтех: Льву, Нине, Феде. За все эти бесценные воспоминания беспечного студенчества. Отдельно Феде за постоянное напоминание о написании диссертационной работы.

Ну и в завершении. Спасибо моему брату за то, что всегда рядом, когда это необходимо. Спасибо Паше за то, что определил мое направление в жизни. И спасибо Игорю за роль луча в тёмном царстве.

Литература

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — т. 45. — 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. — т. 48. — 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. *Dawon K.* Electric field controlled semiconductor device. — 1963. — US Patent 3,102,230.
4. *Dingle R., Störmer H. L., Gossard A. C., Wiegmann W.* Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices // *Appl. Phys. Lett.* — 1978. — т. 33. — с. 665—667. — DOI: [10.1063/1.90457](https://doi.org/10.1063/1.90457). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.90457>.
5. *Heitmann D.* Two-dimensional plasmons in homogeneous and laterally microstructured space charge layers // *Surface Science.* — 1986. — т. 170, № 1. — с. 332—345. — ISSN 0039-6028. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(86\)90984-2](https://doi.org/10.1016/0039-6028(86)90984-2). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602886909842>.
6. *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>.

7. *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>.
8. *Волков В. А., Михайлов С. А.* Краевые магнетоплазмоны: низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах // *ЖЭТФ.* — 1988. — т. 94, № 8. — с. 217. — URL: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/r/index/r/94/8/p217?a=list>.
9. *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>.
10. *Pengelly R. S.* Microwave field-effect transistors - Theory, design and applications // NASA STI/Recon Technical Report A. — 1982. — янв. — т. 83. — с. 10876.
11. *Peralta X. G., Allen S. J., Wanke M. C., Harff N. E., Simmons J. A., Lilly M. P., Reno J. L., Burke P. J., Eisenstein J. P.* Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors // *Applied Physics Letters.* — 2002. — т. 81, № 9. — с. 1627—1629. — DOI: [10.1063/1.1497433](https://doi.org/10.1063/1.1497433). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1497433>.
12. *Knap W., Deng Y., Romyantsev S., Shur M. S.* Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors // *Applied Physics Letters.* — 2002. — т. 81, № 24. — с. 4637—4639. — DOI: [10.1063/1.1525851](https://doi.org/10.1063/1.1525851). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1525851>.
13. *Shaner E. A., Lee M., Wanke M. C., Grine A. D., Reno J. L., Allen S. J.* Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors // *Applied Physics Letters.* — 2005. — т. 87, № 19. — с. 193507. — DOI: [10.1063/1.2128057](https://doi.org/10.1063/1.2128057). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2128057>.

14. *Muravev V. M., Kukushkin I. V.* Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect // *Applied Physics Letters*. — 2012. — т. 100, № 8. — с. 082102. — DOI: [10.1063/1.3688049](https://doi.org/10.1063/1.3688049). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3688049>.
15. *Tsui D., Gornik E., Logan R.* Far infrared emission from plasma oscillations of Si inversion layers // *Solid State Communications*. — 1980. — т. 35, № 11. — с. 875—877. — ISSN 0038-1098. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(80\)91043-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(80)91043-1). — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109880910431>.
16. *Dyakonov M., Shur M.* Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — окт. — т. 71, вып. 15. — с. 2465—2468. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.71.2465](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2465). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.2465>.
17. *Mikhailov S. A.* Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems // *Phys. Rev. B*. — 1998. — июль. — т. 58, вып. 3. — с. 1517—1532. — DOI: [10.1103/PhysRevB.58.1517](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.1517). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.1517>.
18. *Knap W., Lusakowski J., Parenty T., Bollaert S., Cappy A., Popov V. V., Shur M. S.* Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors // *Applied Physics Letters*. — 2004. — т. 84, № 13. — с. 2331—2333. — DOI: [10.1063/1.1689401](https://doi.org/10.1063/1.1689401). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1689401>.
19. *Otsuji T., Meziani Y. M., Nishimura T., Suemitsu T., Knap W., Sano E., Asano T., Popov V. V.* Emission of terahertz radiation from dual grating gate plasmon-resonant emitters fabricated with InGaP/InGaAs/GaAs material systems // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2008. — авг. — т. 20, № 38. — с. 384206. — DOI: [10.1088/0953-8984/20/38/384206](https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/38/384206). — URL: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/38/384206>.

20. *Wietzke S., Jansen C., Jördens C., Krumbholz N., Vieweg N., Scheller M., Shakfa M. K., Romeike D., Hochrein T., Mikulics M., Koch M.* Industrial applications of THz systems // International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009: Terahertz and High Energy Radiation Detection Technologies and Applications / под ред. X.-C. Zhang, J. M. Ryan, C.-l. Zhang, C.-x. Tang. — SPIE, 07.2009. — DOI: [10.1117/12.840991](https://doi.org/10.1117/12.840991). — URL: <https://doi.org/10.1117/12.840991>.
21. *Amenabar I., Lopez F., Mendikute A.* In Introductory Review to THz Non-Destructive Testing of Composite Mater // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. — 2012. — нояб. — т. 34, № 2. — с. 152—169. — DOI: [10.1007/s10762-012-9949-z](https://doi.org/10.1007/s10762-012-9949-z). — URL: <https://doi.org/10.1007/s10762-012-9949-z>.
22. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.980). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.980>.
23. *Batke E., Tu C. W.* Effective mass of a space-charge layer on GaAs in a parallel magnetic field // Phys. Rev. B. — 1986. — авг. — т. 34, вып. 4. — с. 3027—3029. — DOI: [10.1103/PhysRevB.34.3027](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3027). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3027>.
24. *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).
25. *Kozlov V. E., Gubarev S. I., Dremín 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).
26. *Chaplik A. V.* Absorption and emission of electromagnetic waves by two-dimensional plasmons // Surface Science Reports. — 1985. — авг. — т. 5. — с. 289—335. — DOI: [10.1134/S0021364012200118](https://doi.org/10.1134/S0021364012200118).

27. *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>.
28. *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>.
29. *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>.
30. *Gunawan O., Gokmen T., Shkolnikov Y. P., De Poortere E. P., Shayegan M.* Anomalous Giant Piezoresistance in AlAs 2D Electron Systems with Antidot Lattices // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — янв. — т. 100, вып. 3. — с. 036602. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.100.036602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.036602). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.036602>.
31. *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).
32. *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>.
33. *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](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98).

266404. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.266404>.
34. *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>.
35. *Gunawan O., Shkolnikov Y. P., Vakili K., Gokmen T., De Poortere E. P., Shayegan M.* Valley Susceptibility of an Interacting Two-Dimensional Electron System // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — нояб. — т. 97, вып. 18. — с. 186404. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.97.186404](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.186404). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.186404>.
36. *Gokmen T., Padmanabhan M., Shayegan M.* Transference of transport anisotropy to composite fermions // *Nature Physics*. — 2010. — авг. — т. 6, № 8. — с. 621—624. — ISSN 1745-2481. — DOI: [10.1038/nphys1684](https://doi.org/10.1038/nphys1684). — URL: <https://doi.org/10.1038/nphys1684>.
37. *Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A., Daughton J. M., Molnár S. von, Roukes M. L., Chtchelkanova A. Y., Treger D. M.* Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // *Science*. — 2001. — т. 294, № 5546. — с. 1488—1495. — DOI: [10.1126/science.1065389](https://doi.org/10.1126/science.1065389).
38. *Žutić I., Fabian J., Das Sarma S.* Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* — 2004. — апр. — т. 76, вып. 2. — с. 323—410. — 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>.
39. *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>.
40. *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>.
41. *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>.
42. *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>.
43. *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>.
44. *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>.
45. *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>.
46. *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>.
47. *Lang W.* Geschwindigkeitsverluste mittelschneller Elektronen beim Durchgang durch dünne Metallfolien // Optik. — 1948. — т. 3, № 3. — с. 233. — ISSN 0030-4026.
48. *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>.

49. *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>.
50. *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>.
51. *Grimes C. C., Adams G.* Plasmons in a sheet of electrons on liquid helium // *Surface Science*. — 1976. — т. 58, № 1. — с. 292—294. — DOI: [10.1016/0039-6028\(76\)90153-9](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90153-9). — URL: [http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90153-9](http://dx.doi.org/10.1016/0039-6028(76)90153-9).
52. *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, № 3. — с. 145—148. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.145](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
53. *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, № 15. — с. 156801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.156801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801>.
54. *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>.
55. *Fetter A. L.* Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // *Phys. Rev. B*. — 1986. — апр. — т. 33, № 8. — с. 5221—5227. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.5221](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221>.

56. Волков В. А., Михайлов С. А. Теория краевых магнитоплазмонов в двумерном электронном газе // Письма в ЖЭТФ. — 1985. — т. 42, № 11. — с. 450—453.
57. Ханнанов М., Ковальский В. А., Кукушкин И. В., Губарев С. И., Смет Ю., Клитцинг К. Универсальная связь между холловской проводимостью и величиной затухания краевых магнитоплазменных резонансов // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — авг. — т. 84, вып. 4. — с. 261—265. — DOI: [10.1134/S0021364006160132](https://doi.org/10.1134/S0021364006160132). — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364006160132>.
58. Назин С. С., Шижин В. Б. Магнитоплазмоны в двумерных электронных системах с эллиптическим профилем // ФНТ. — 1989. — т. 15. — с. 227—235.
59. *Khannanov M. N., Koval'skiy V. A., Kukushkin I. V., Gubarev S. I., Smet J. H., Klitzing K. von.* Universal relation between hall conductivity and the damping constant of edge magnetoplasma resonances // JETP Letters. — 2006. — окт. — т. 84, № 4. — с. 226—230. — DOI: [10.1134/S0021364006160132](https://doi.org/10.1134/S0021364006160132). — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364006160132>.
60. *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, № 15. — с. 1706—1709. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1706](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706>.
61. *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, № 15. — с. 1710—1713. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1710](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710). — URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710>.
62. *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>.

63. *Shikin V., Nazin S., Heitmann D., Demel T.* Dynamic response of quantum dots // Phys. Rev. B. — 1991. — май. — т. 43, вып. 14. — с. 11903—11907. — DOI: [10.1103/PhysRevB.43.11903](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.11903). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.43.11903>.
64. *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>.
65. *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/PhysRevB.63.245316](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.245316). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.245316>.
66. *Adachi S.* Physical properties of III-IV compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP. — J. Wiley, 1992.
67. *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>.
68. *Adachi S.* GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications // Journal of Applied Physics. — 1985. — т. 58, № 3. — R1—R29. — DOI: [10.1063/1.336070](https://doi.org/10.1063/1.336070). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.336070>.
69. *Kelly M. J.* Low dimensional semiconductors: materials, physics, technology, devices. — Clarendon Press, 1995.
70. *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>.
71. *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>.
72. *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>.
73. *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>.
74. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.035425). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.035425>.
75. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.1.021002). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.1.021002>.
76. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.2.071001). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevMaterials.2.071001>.
77. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.246603). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.246603>.

78. *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>.
79. *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. — с. 1087—1090. — ISSN 0018-9480. — DOI: [10.1109/TMTT.1969.1127105](https://doi.org/10.1109/TMTT.1969.1127105).
80. *Paolo F. D.* Networks and devices using planar transmission lines. — CRC Press, 2000.
81. *Ефимов И., Шермина Г.* Волноводные линии передачи. — Связь, 1979.
82. *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>.
83. *Engel L. W., Shahar D., Kurdak C., Tsui D. C.* Microwave frequency dependence of integer quantum hall effect: Evidence for finite-frequency scaling // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — т. 71, № 16. — с. 2638. — 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>.
84. *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>.
85. *Ashkinadze B. M., Linder E., Cohen E., Ron A.* Resonant Raman Scattering in GaAs/AlGaAs Quantum Wells Modulated by Microwave Irradiation and by Electron–Hole Photogeneration // *physica status solidi (a).* — т. 164. — с. 231—234. — DOI: [10.1002/1521-396X](https://doi.org/10.1002/1521-396X).

86. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Klitzing K. von, Wegscheider W.* Cyclotron resonance of composite fermions // *Nature*. — 2002. — т. 415. — с. 409. — DOI: [10.1038/415409a](https://doi.org/10.1038/415409a).
87. *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. — т. 93. — 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>.
88. *Хусамеева А. Р., Губарев С. И., Муравьев В. М., Кукушкин И. В.* Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ*. — 2020. — т. 106, вып. 1. — с. 29—33. — DOI: [10.7868/S0370274X17130069](https://doi.org/10.7868/S0370274X17130069). — URL: <https://doi.org/10.7868/S0370274X17130069>.
89. *Maan J. C., Englert T., Tsui D. C., Gossard A. C.* Observation of cyclotron resonance in the photoconductivity of two-dimensional electrons // *Applied Physics Letters*. — 1982. — т. 40, № 7. — с. 609—610. — DOI: [10.1063/1.93197](https://doi.org/10.1063/1.93197). — URL: <https://doi.org/10.1063/1.93197>.
90. *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>.
91. *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>.
92. *Gold A., Dolgoplov V. T.* Temperature dependence of the conductivity for the two-dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures // *Phys. Rev. B*. — 1986. — янв. — т. 33, вып. 2. — с. 1076—1084. — DOI:

- 10.1103/PhysRevB.33.1076. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.33.1076>.
93. *Fano U.* Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts // Phys. Rev. — 1961. — дек. — т. 124, вып. 6. — с. 1866—1878. — DOI: [10.1103/PhysRev.124.1866](https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.1866). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.124.1866>.
94. *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Electronic properties of two-dimensional systems // Rev. Mod. Phys. — 1982. — апр. — т. 54, вып. 2. — с. 437—672. — DOI: [10.1103/RevModPhys.54.437](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.437). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.54.437>.
95. *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>.
96. *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).
97. *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>.
98. *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>.
99. *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>.
100. *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.
101. *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).
102. *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://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.226401). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.226401>.
103. *Gokmen T., Padmanabhan M., Vakili K., Tutuc E., Shayegan M.* Effective mass suppression upon complete spin-polarization in an isotropic two-dimensional electron system // *Phys. Rev. B*. — 2009. — май. — т. 79, вып. 19. — с. 195311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.79.195311](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.195311). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.195311>.
104. *Hopkins M. A., Nicholas R. J., Brummell M. A., Harris J. J., Foxon C. T.* Cyclotron-resonance study of nonparabolicity and screening in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions // *Phys. Rev. B*. — 1987. — сент. — т. 36, вып. 9. — с. 4789–4795. — DOI: [10.1103/PhysRevB.36.4789](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.36.4789). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.36.4789>.