

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

**Релятивистские плазменные волны и новые
плазмон-поляритонные эффекты в двумерных
электронных системах**

Специальность 01.04.07. —
физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка — 2021

Работа выполнена в Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твёрдого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук

Официальные оппоненты: **Чаплик Александр Владимирович,**
академик РАН, доктор физико-математических наук,
профессор. Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской
академии наук, главный научный сотрудник.

Хохлов Дмитрий Ремович,
член-корреспондент РАН, доктор
физико-математических наук, профессор.
Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова, заведующий кафедрой.

Глазов Михаил Михайлович,
член-корреспондент РАН, доктор
физико-математических наук. Физико-технический
институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии
наук, ведущий научный сотрудник.

Ведущая организация: Институт спектроскопии Российской академии наук
(г. Троицк)

Защита состоится на заседании диссертационного совета Д 002.100.02
при Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела имени
Ю. А. Осипьяна РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская область, ул. Ака-
демика Осипьяна 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте
диссертационного совета: [http://www.issp.ac.ru/main/images/Muravev_
Dissertation.pdf](http://www.issp.ac.ru/main/images/Muravev_Dissertation.pdf)

Автореферат разослан «__»_____ 2021 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.100.02
доктор технических наук

Курлов Владимир
Николаевич

© Муравьев В. М., 2021
© ИФТТ РАН, 2021

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

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

Центральным вопросом физики низкоразмерных электронных систем является изучение одночастичных и коллективных элементарных возбуждений системы. Одним из типов коллективных возбуждений двумерной электронной системы является плазмон. Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах интенсивно изучаются уже более полувека [3–6]. Отчасти такой интерес связан с множеством уникальных свойств, отличающих двумерные (2D) плазмоны от их трёхмерных аналогов. Во-первых, за счет особенности кулоновского взаимодействия в 2D системах спектр двумерных плазмонов имеет бесщелевой корневой характер [3]

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 q}{m^* \varepsilon(q)}} \quad (q \gg \omega/c), \quad (1)$$

где q — волновой вектор плазменного возбуждения, n_s и m^* — плотность и эффективная масса двумерных электронов, $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды. Здесь и далее применяется система единиц СГС. При этом, в отличие от плазменных волн в трёхмерных материалах, скорость двумерных плазмонов регулируется в широких пределах путём изменения электронной концентрации или приложения внешнего магнитного поля.

Во-вторых, заряды в двумерном слое не способны эффективно экранировать трёхмерное поле падающей на ДЭС электромагнитной волны. Это приводит к сильной гибридизации света с двумерной плазмой и образованию новых элементарных возбуждений – плазмонных поляритонов [7]. Эффекты запаздывания становятся существенными при малых квазиимпульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Для типичных параметров гетероструктур AlGaAs/GaAs это происходит при $q = 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте 10 – 30 ГГц. Наблюдение 2D плазмонов на таких низких частотах было невозможно на заре двумерной плазмоники (1970 - 1980 годы) из-за того, что у использовавшихся в

то время структур, время релаксации определяло нижнюю границу частоты плазменных возбуждений на уровне 100 ГГц. За последние несколько десятилетий качество образцов радикально улучшилось, что сделало возможным наблюдение гибридных плазмон-поляритонных мод в частотном диапазоне 1 – 40 ГГц [7]. Эти эксперименты раскрыли крайне интересные и неожиданные свойства плазмон-поляритонных возбуждений. В режиме когда влияние эффектов запаздывания велико, было продемонстрировано сильное уменьшение резонансной плазменной частоты наряду с крайне необычным зигзагообразным магнитополевым поведением дисперсии.

В-третьих, на свойства 2D плазмонов оказывает значительное влияние окружение ДЭС. Это вызвано тем, что двумерные системы в большинстве случаев образуются на гетероинтерфейсе, который располагается вблизи поверхности полупроводниковой подложки. Наличие затвора вблизи двумерного канала приводит к экранировке кулоновского взаимодействия между носителями заряда. Это обстоятельство можно учесть через эффективную диэлектрическую проницаемость среды $\varepsilon(q)$ — функцию, которая входит в выражение для дисперсии двумерных плазменных возбуждений (1). При наличии металлического затвора, расположенного на расстоянии h под ДЭС, эффективная диэлектрическая проницаемость задается выражением $\varepsilon(q) = (1 + \varepsilon_{\text{GaAs}} \coth qh)/2$. В большинстве экспериментов на современных полупроводниковых микроструктурах выполняется условие $qh \ll 1$. При такой сильной экранировке скорость 2D плазмонов значительно уменьшается, а спектр приобретает линейную зависимость от волнового вектора [8]:

$$\omega_g = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_{\text{GaAs}}}} q. \quad (2)$$

Также недавно было установлено, что в двумерных электронных системах частично экранированных металлическим затвором возбуждается особый тип двумерных плазменных волн — «проксимити» плазмон (proximity plasmon) [9–11]. Оказалось, что волны данного семейства обладают целым рядом новых физических свойств. Во-первых, дисперсия частично экранированных плазмонов сочетает характерные черты как экранированного, так и неэкранированного двумерных плазмонов. Во-вторых, у обнаруженной «проксимити» моды отсутствует краевая ветвь в магнитодисперсии. Наконец оказалось, что в случае если затвор соединён с двумерной системой внешней цепью, то в системе возбуждается «заряженная» релятивистская плазменная мода с целым рядом уникальных свойств.

Естественным стимулом работ в области 2D плазмоники являются многочисленные приложения результатов этих исследований. Среди них следует выделить два направления. С одной стороны, практическое применение плазменных волн обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных воз-

буждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов. Действительно, предельную рабочую частоту полупроводниковых транзисторов можно оценить как $f_c \sim v_s/2\pi L$, где v_s — предельная дрейфовая скорость, а L — длина затвора транзистора [12]. Для типичного промышленного GaAs НЕМТ, имеющего длину затвора около 0.1 мкм, предельная частота $f_c \approx 100$ ГГц. Одной из возможностей повысить быстродействие современных полупроводниковых устройств является использование в качестве переносчика электрических сигналов плазменные волны. Скорость двумерных плазменных возбуждений примерно на два порядка превышает максимально достижимую дрейфовую скорость электронов. Это может потенциально повысить быстродействие полупроводниковых устройств до частоты 10 ТГц. Вторым направлением применения 2D плазмоники является гигантское усиление оптического отклика коллективными плазмон-поляритонными возбуждениями [13]. Идея подхода состоит в том, чтобы преобразовать падающую электромагнитную волну в распространяющуюся вдоль поверхности кристалла плазмон-поляритонную волну. Таким образом электромагнитное поле локализуется вблизи поверхности на масштабах порядка длины волны плазмона. Из-за сильной локализации поля, вблизи поверхности наблюдается сильное усиление локального электромагнитного поля. Этот эффект с успехом используется для изучения спектрального отклика различных наносистем в оптическом и инфракрасном диапазонах. В терагерцовом частотном диапазоне (0.1 — 1 ТГц) эффект локального усиления электромагнитного поля может применяться для создания высокочувствительных детекторов терагерцового излучения.

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

Методы исследований. Исследования проводились оригинальной оптической методикой детектирования магнитоплазменных резонансов, а также транспортной и микрополосковой методиками детектирования микроволнового поглощения.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Обнаружено новое семейство плазменных возбуждений в двумерной электронной системе — «проксимити» плазмоны (proximity plasmons). Установлено, что плазменные волны данного семейства возбуждаются в гибридной системе, состоящей из двумерной электронной системы, частично экранированной металлическим затвором. Изучены физические свойства «проксими-

ти» плазменных возбуждений в структурах, где затвор имеет геометрию полосы, диска и кольца. В геометрии полосы и узкого кольца новые плазменные волны обладают дисперсией, сочетающей характерные черты как экранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{h}$), так и неэкранированного ($\omega_{\text{pr}} \propto \sqrt{q}$) двумерных плазмонов и подчиняется следующему закону:

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

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

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

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

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

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

5. Обнаружено новое семейство низкочастотных плазменных мод, отвечающих возбуждению акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП). Экспериментально исследованы физические свойства четырех АКМП мод ($j = 1s, 1, 2$ и 3). Здесь индекс j обозначает число узлов в электронной плотности на краю ДЭС. Установлено, что акустические моды больше всего проявляют-

ся в режиме квантового эффекта Холла и их общее число определяется фактором заполнения. Показано, что частота акустических магнитоплазмонов пропорциональна волновому вектору и обратно пропорциональна величине магнитного поля. При этом, АКМП мода с номером j исчезает при факторе заполнения $\nu = 2j$. Исчезновение АКМП мод сопровождается «клювообразным» изломом в их магнитодисперсионной зависимости. В экспериментах была выявлена также дополнительная АКМП мода $j = 1s$, исчезающая при $\nu = 1$. Она наблюдалась при температуре ниже энергии спинового расщепления. Полученные экспериментальные результаты были объяснены перестройкой структуры краевых состояний ДЭС, которые в режиме целочисленного квантового эффекта Холла представляют собой чередование полос несжимаемой и сжимаемой электронной жидкости.

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

ний реализована концепция перестраиваемого плазмонного спектрометра-на-чипе. В таком устройстве при развертке напряжения на заднем затворе наблюдаются интерференционные пики в фото-ЭДС, период которых оказался обратно пропорционален квадратному корню из электронной концентрации.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об энергетическом спектре коллективных плазменных возбуждений в двумерных электронных системах. Эти результаты важны не только для более глубокого понимания фундаментальных аспектов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практического применения для создания и разработки систем терагерцовой электроники.

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

Премии. За научно-практические результаты, изложенные в диссертации автор был награжден Государственной Премией в Области Науки и Инноваций им. В. Зворыкина (2008 г.), а также Премией Губернатора Московской области в сфере науки и инноваций для молодых ученых и специалистов (2012 г.).

Личный вклад автора в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, выполнении теоретических расчетов, обработке и интерпретации результатов.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из Введения, 9 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объём диссертации составляет 218 страниц, включая 91 рисунок.

Содержание диссертации.

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

В первой главе приводится обзорное описание основных экспериментальных и теоретических результатов исследований коллективных плазменных возбуждений в трёхмерных и в низкоразмерных электронных системах.

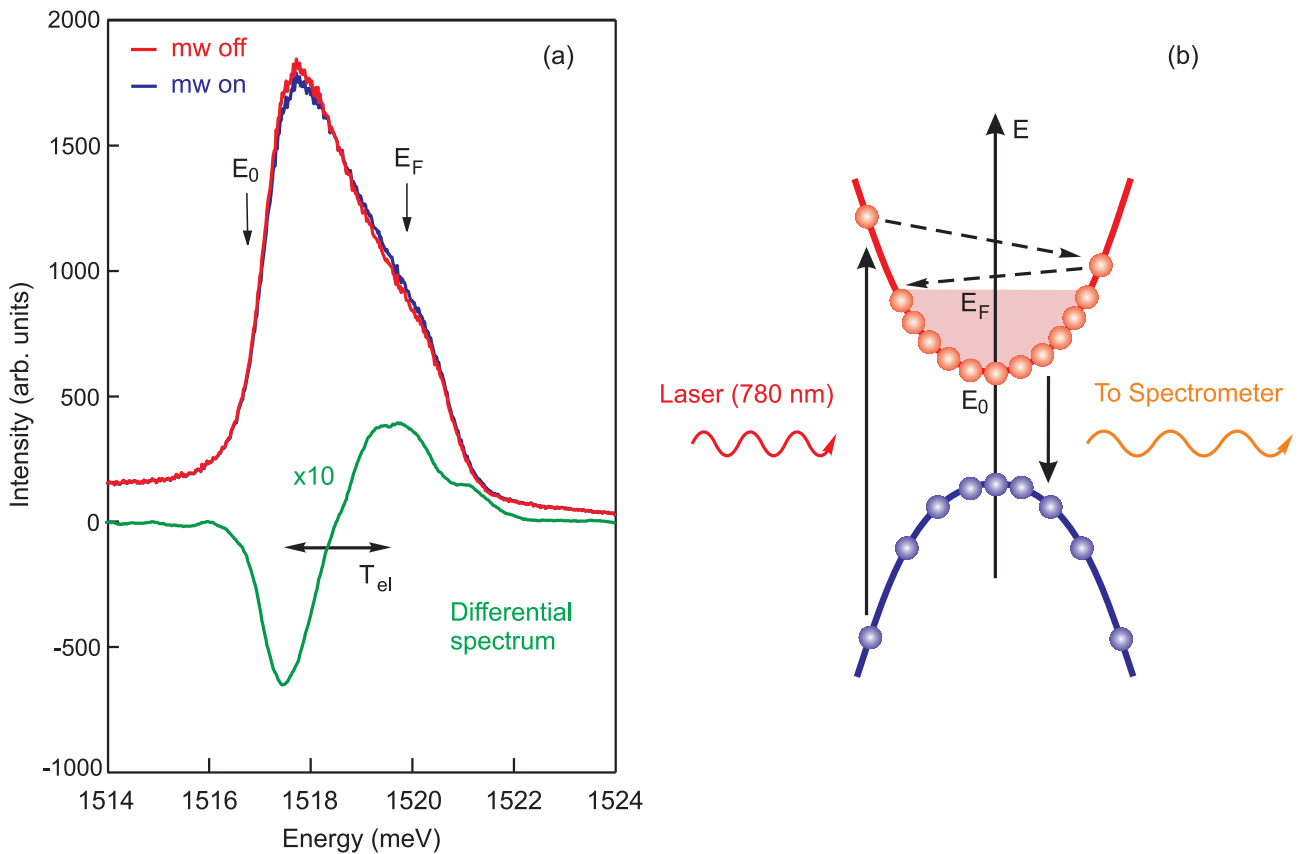


Рис. 1: (a) - Характерный вид спектра люминесценции при возбуждении ДЭС микроволновым излучением с мощностью 50 мкВт и частотой 22.5 ГГц (синяя кривая) и в отсутствие СВЧ (красная кривая). Изучался отклик ДЭС в форме диска с диаметром 1 мм и двумерной плотностью электронов $0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле 60 мТ. Спектр люминесценции существенно изменяется за счет нагрева вблизи энергии Ферми E_F при возбуждении плазменного резонанса. Зелёная кривая представляет собой дифференциальный спектр люминесценции. Интеграл абсолютного значения дифференциального спектра является мерой поглощения микроволнового излучения. (b) Схематическое изображение оптических переходов в GaAs ДЭС при облучении лазерным излучением. Синим цветом на рисунке показана валентная зона, красным цветом — зона проводимости.

Вторая глава представляет собой описание технологии изготовления образцов, а также используемых экспериментальных методик. В отдельных разделах приведено описание используемых оптической, транспортной и микрополосковой методик. Параллельно представлены схемы экспериментальных установок и характеристики используемой измерительной аппаратуры.

Изготовление образцов для исследований производилось методами оптической литографии в условиях чистой зоны ИФТТ РАН. В стандартном случае процесс фотолитографии содержал три литографических шага: травление мезы, нанесение и вжигание контактов, напыление затворов. Последние два шага проводились методом термического напыления под высоким вакуумом. Для изготов-

ления контактов применялся сплав Ni - Ge - Au, затворный слой состоял из Si и Au.

В большинстве экспериментов диссертации для исследования поглощения сверхвысокочастотного (СВЧ) и терагерцового (ТГц) излучения использовалась оригинальная оптическая методика, которая основывалась на высокой чувствительности спектра люминесценции двумерных электронов к резонансному нагреву [14; 15]. Таким образом, данный метод позволяет детектировать разогрев ДЭС, происходящий за счёт диссипации резонансно возбужденных плазменных колебаний в двумерной системе. Важной особенностью данной методики является отсутствие каких-либо металлических электродов (затворов, контактов), расположенных рядом с исследуемой структурой и неизбежно влияющих на спектр и затухание плазменных колебаний. Это свойство делает оптическое детектирование одним из наиболее деликатных методов исследования коллективных и одночастичных возбуждений в полупроводниковых наноструктурах.

Суть методики заключается в том, что если микроволновое излучение находится по частоте в резонансе с плазмонной модой, ДЭС испытывает резонансный разогрев. Результатом разогрева является сильное изменение энергетической функции распределения дырок в валентной зоне (синие кружки на рис. 1(b)). Результатом этого является изменение формы линии излучательной рекомбинации двумерных электронов и дырок. На рисунке 1(a) показаны типичные спектры излучательной рекомбинации (люминесценции) с (mw on) и без (mw off) микроволнового излучения ($f = 22.5$ ГГц и мощностью 50 мкВт). Спектры были измерены в магнитном поле $B = 60$ мТл. Также на рисунке приведён дифференциальный по мощности спектр люминесценции (зеленая кривая на рис. 1(a)). При этом, интеграл абсолютного значения разностного спектра люминесценции использовался нами как мера разогрева ДЭС. Исследуемый образец облучался излучением от стабилизированного полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 780$ нм через кварцевый оптоволоконный световод с диаметром 0.4 мм. Сигнал фотолюминесценции от ДЭС собирался через тот же световод и анализировался при помощи монохроматора Coderg РНО с CCD камерой Princeton Instruments LN/CCD1340/100-EHR/1.

Третья глава посвящена изучению физических свойств нового семейства коллективных плазменных возбуждений в двумерной электронной системе — «проксимити» плазмонов (proximity plasmons). Установлено, что плазменные волны данного семейства возбуждаются в гибридной системе, состоящей из двумерной электронной системы, частично экранированной металлическим затвором.

Задача распространения электромагнитных волн вдоль металлического провода была решена более 100 лет тому назад Зоммерфельдом [16]. В его работах было показано, что электромагнитная волна распространяется вдоль прово-

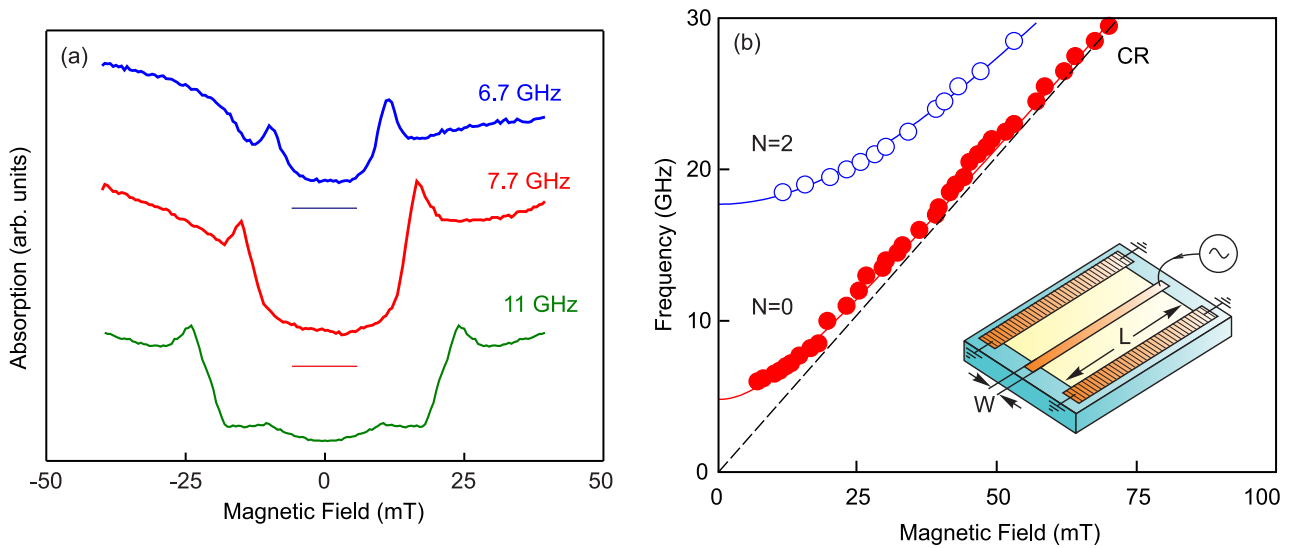


Рис. 2: (а) Микроволновое поглощение как функция магнитного поля, измеренная на трёх СВЧ частотах 6.7, 7.7 и 11 ГГц. Для наглядности, кривые сдвинуты по вертикали. (б) Магнитодисперсия «проксимити» плазменных мод с поперечным волновым числом $N = 0$ (красные кружки) и $N = 2$ (пустые кружки). На вставке к рисунку приведена геометрия исследуемой структуры.

да в виде плазмон-поляритонного возбуждения со скоростью близкой к скорости света. Именно эти плазмон-поляритонные волны передают переменный сигнал вдоль современных линий электропередач. В наших экспериментах было обнаружено, что если металлический провод поместить рядом с двумерной электронной системой, то в такой гибридной системе возникает новое семейство плазменных возбуждений. Эти плазменные возбуждения (proximity plasmons) обладают целым рядом уникальных физических свойств. В частности, их дисперсия сочетает характерные черты как экранированного ($\omega_{pr} \propto \sqrt{\hbar}$), так и неэкранированного ($\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$) двумерных плазмонов [10]

$$\omega_{pr}(q) = \sqrt{\frac{8\pi n_s e^2 \hbar q}{m^* \varepsilon W}}. \quad (3)$$

где W — ширина полоски металлического затвора, находящейся над ДЭС на расстоянии h , q — волновой вектор плазменной волны, направленный вдоль полоски, ε — эффективная диэлектрическая проницаемость полупроводникового кристалла.

Существуют две причины, которые более 50 лет препятствовали обнаружению рассматриваемых плазменных мод. Во-первых, новые плазменные колебания не имеют узлов в направлении перпендикулярном металлической полоске. Это делает невозможным возбуждение этих мод электромагнитной волной с поляризацией поперёк полоски. А ведь именно эта конфигурация поля использовалась в пионерских экспериментах по двумерной плазмонике [5; 6; 17; 18]. Во-вторых, в теоретических работах, предшествовавших открытию нового семей-

ства плазменных мод, в основном рассматривалась ДЭС конечного размера с бесконечным экранирующим задним затвором [19]. Данная геометрия обратна той, которая необходима для наблюдения «проксимити» плазменных волн. По этой причине достаточно продолжительное время не было теоретических предсказаний существования новых мод.

Как упоминалось выше, «проксимити» плазменные возбуждения наблюдаются в гибридной системе, где металлический затвор располагается в непосредственной близости от ДЭС. В экспериментах по обнаружению новых мод использовался затвор (70 Å Ni, 1000 Å Au) с шириной $W = (20 - 100)$ мкм и длиной $L = (0.5 - 1.7)$ мм. С обеих сторон от полоски затвора на расстоянии 0.2 – 0.5 мм были сделаны заземлённые контакты к ДЭС (вставка к рис. 2(b)). На рисунке 2(a) показаны магнитополевые зависимости микроволнового поглощения, измеренные на трёх частотах 6.7, 7.7 и 11 ГГц. На кривых наблюдается ярко выраженный резонанс, отвечающий возбуждению новой плазменной моды с поперечным волновым числом $N = 0$. Измерения проводились на структуре с длиной затвора $L = 0.5$ мм и шириной $W = 0.1$ мм ($n_s = 2.7 \times 10^{11}$ см⁻²). Дополнительные эксперименты показали, что без центрального металлического затвора данная мода не наблюдается. Это указывает на то, что именно близость металла индуцирует возникновение новой «проксимити» плазменной моды. Магнитодисперсия обнаруженного резонанса приведена на рис. 2(b) красными кружками. Было установлено, что в соответствии с теоретическим предсказанием, у обнаруженной плазменной моды отсутствует краевая ветвь, а магнитодисперсия циклотронной моды имеет стандартный вид (сплошная кривая на рис. 2(b))

$$\omega = \sqrt{\omega_{\text{пр}}^2 + \omega_c^2}. \quad (4)$$

Экстраполяция магнитодисперсии в нулевое магнитное поле даёт плазменную частоту $f_p(B = 0) = 4.8$ ГГц. Это значение находится в отличном согласии с теоретическим предсказанием согласно (3) при условии, что продольный волновой вектор $q = 2\pi/L$ и $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$.

Дополнительно к фундаментальной продольной плазменной моде ($N = 0$), описанной выше, в эксперименте наблюдаются также поперечные «проксимити» плазменные возбуждения (пустые кружки на рис. 2(b)). Поперечные моды имеют N узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны поперёк полоски затвора. При этом, продольный волновой вектор у них остаётся фиксированным $q = 2\pi/L$. Было установлено, что спектр поперечных плазменных мод в пределе $qW \ll 1$ описывается следующей формулой [10]:

$$\omega^2 = \frac{4\pi n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon} \left(q_{\text{тр}}^2 + \frac{4}{W} q \right), \quad (5)$$

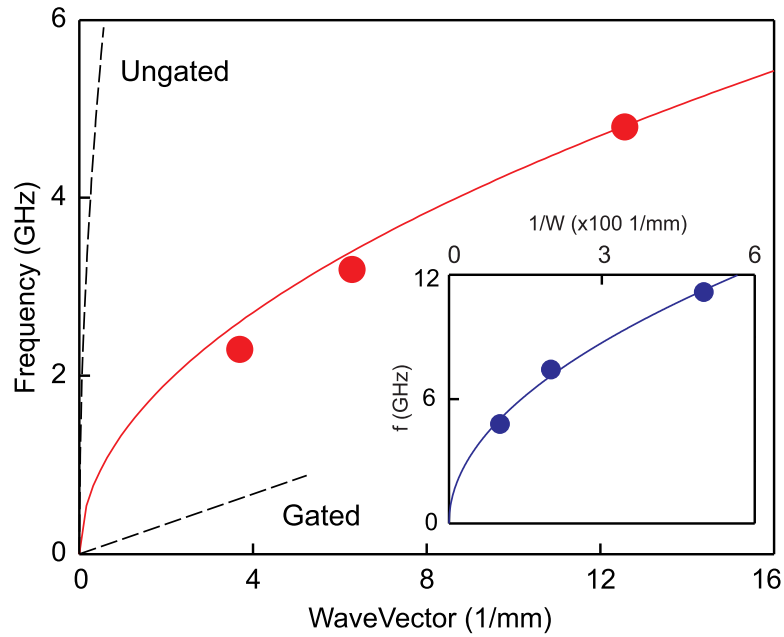


Рис. 3: Дисперсия «проксимити» плазменного возбуждения. Каждая из экспериментальных точек измерена на отдельном образце с длиной затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм. Ширина затвора была фиксирована $W = 100$ мкм. Теоретическая корневая зависимость (3) показана сплошной красной линией. Для сравнения, на рисунке также приведены дисперсии обычных экранированного (Gated) и неэкранированного (Ungated) плазмонов. На вставке показана зависимость плазменной частоты от параметра $1/W$.

где $q_{tr} = N\pi/W$ ($N = 1, 2 \dots$) — поперечная компонента волнового вектора, $q = 2\pi/L$ — продольная компонента волнового вектора. Следует заметить, что в пределе больших продольных длин волн формула (5) переходит в стандартное выражение для экранированного 2D плазмона (2). Именно эта плазменная мода наблюдалась во многих ранних экспериментах. Однако, фундаментальная плазменная мода с $N = 0$ была во всех этих экспериментах упущена. Поперечная плазменная мода на рисунке 2(b) отвечает возбуждению гармоники с номером $N = 2$. В силу осевой симметрии электрического поля в исследуемом копланарном волноводе в нем возбуждаются только плазменные моды с четным поперечным волновым числом $N = 2, 4 \dots$. Экспериментальные данные для $N = 2$ моды могут быть экстраполированы в $B = 0$ Тл при помощи теоретического выражения (4). Полученная с помощью данной процедуры плазменная частота 18 ГГц неплохо согласуется с теоретическим предсказанием согласно (5) — 21 ГГц.

Наиболее примечательным физическим свойством обнаруженного «проксимити» плазмона является его корневой закон дисперсии [10]. С первого взгляда это кажется противоестественным. Во-первых, «проксимити» плазмон имеет одномерный характер распространения вдоль полоски затвора. Во-вторых, затвор эффективно экранирует кулоновское взаимодействие. Оба этих фактора должны способствовать тому, чтобы дисперсия «проксимити» плазменного возбуждения

была линейной. Экспериментальное измерение спектра «проксимити» плазмона было проведено на серии структур с различной длиной центрального затвора $L = 0.5, 1.0$ и 1.7 мм при фиксированной его ширине $W = 100$ мкм. Полученная в этих экспериментах дисперсия приведена на рис. 3. Для каждой из экспериментальных точек волновой вектор вычислялся как $q = 2\pi/L$. На том же рисунке сплошной красной линией показана теоретическая зависимость согласно формуле (3). Видно, что экспериментальные данные полностью подтверждают предсказанный теорией корневой закон дисперсии. На вставке к рис. 3 показана измеренная зависимость частоты $N = 0$ «проксимити» плазменной моды от параметра $1/W$. Каждая из экспериментальных точек отвечает измерению на отдельной структуре с определенной шириной затвора $W = 100, 50$ или 20 мкм при фиксированной длине $L = 0.5$ мм. Эксперимент подтверждает теоретическое выражение (3), согласно которому частота плазмона ω_{pr} пропорциональна $1/\sqrt{W}$ (сплошная линия на вставке к рис. 3).

В четвёртой главе исследуются физические особенности взаимодействия двумерной плазмы со светом. С одной стороны, гибридизация света с двумерными плазменными возбуждениями становится особенно сильной, когда длина волны электромагнитного излучения становится сравнимой с размером образца. В данном случае возбуждается новый класс поляритонов — двумерные плазмонные поляритоны [7; 20]. Оказалось, что влияние электродинамических эффектов на двумерные плазмонные поляритоны можно количественно описать с помощью безразмерного параметра запаздывания, A . Он определяется как отношение частоты двумерного плазмона в квазистатическом приближении ω_p к частоте света в среде $\omega_{light} = cq/\sqrt{\epsilon}$ с тем же волновым вектором q [3]. Следовательно,

$$A = \frac{\omega_p(q)}{\omega_{light}(q)} = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0}} q \times \frac{1}{\omega_{light}(q)} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (6)$$

Вторым каналом взаимодействия двумерной плазмы со светом является радиационное затухание синхронно колеблющихся в плазменной волне носителей заряда. Было установлено, что радиационное затухание влияет в основном на ширину плазменного резонанса. Теоретические расчеты предсказывают, что для ДЭС в форме бесконечной плоскости, расположенной в вакууме, ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$, задаваемого характерным временем рассеяния τ , и радиационной добавки $\Gamma = \gamma \cdot 2\pi\sigma_{2D}/c$ [21; 22]:

$$\Delta\omega = \gamma + \Gamma = \frac{1}{\tau} \left(1 + \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \right) \quad (7)$$

Как видно из (7) влияние радиационного затухания на ширину плазменного резонанса определяется безразмерным релятивистским параметром $2\pi\sigma_{2D}/c$. Здесь

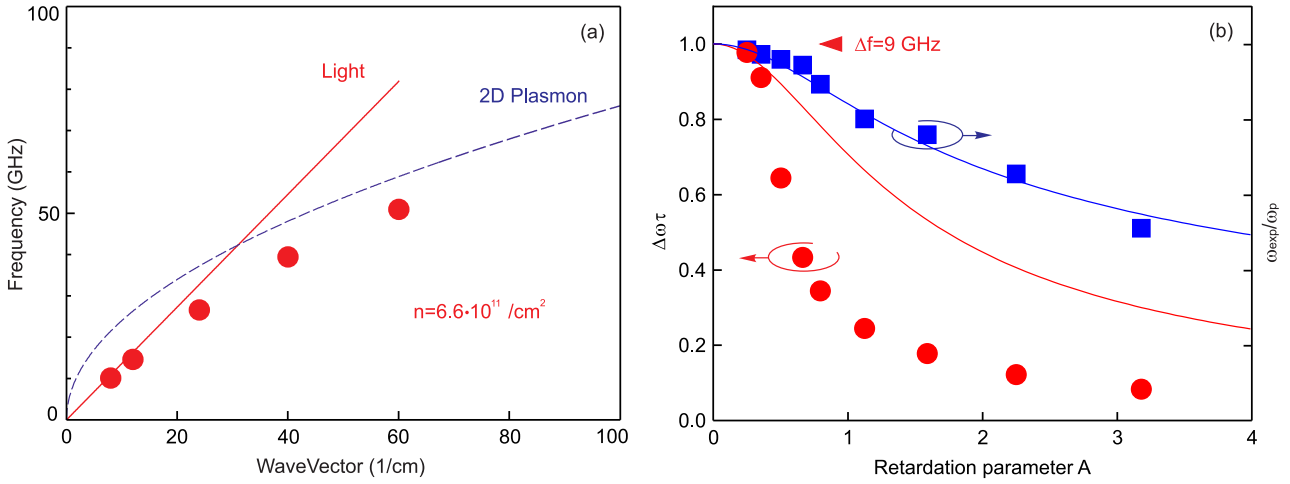


Рис. 4: (а) Дисперсия 2D плазмон-поляритонных возбуждений, измеренная на серии образцов в форме диска с электронной плотностью $n_s = 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Плазмонное затухание $\Delta\omega\tau$ (красные кружки) и частота $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ как функции параметра запаздывания A . Сплошные кривые показывают теоретическое предсказание для случая ДЭС с бесконечным латеральным размером.

$\sigma_{2D} = \mu n_s e$ — статическая двумерная проводимость ДЭС. В случае, когда $2\pi\sigma_{2D}/c \gg 1$ радиационные эффекты становятся доминирующими. Следует отметить, что для типичных параметров современных гетероструктур $n_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^7 \text{ см}^2/\text{В}$ с значение параметра $2\pi\sigma_{2D}/c = 30$. Таким образом, радиационные эффекты практически всегда играют существенную роль.

Поляритонные эффекты становятся существенными, когда $q \approx 2\pi n_s e^2 / m^* c^2$ или $\omega \approx 2\pi n_s e^2 / m^* c \sqrt{\epsilon}$. Тогда фазовая скорость плазмонов становится сравнимой со скоростью света. Для типичных параметров полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктур ($n_s = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m^* = 0.067m_0$, $\epsilon = 12.8$) такая ситуация возникает при $q \approx 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте $\omega/2\pi \approx 10 \text{ ГГц}$. На заре двумерной плазмоники (1970 - 1980 годы) наблюдение 2D плазмонов на таких низких частотах было невозможно из-за того, что у использовавшихся в то время структур, время релаксации определяло нижнюю границу частоты плазменных возбуждений на уровне 100 ГГц. За последние несколько десятилетий качество образцов радикально улучшилось, что сделало возможным обнаружение плазмон-поляритонных мод [7; 20]. Эти эксперименты раскрыли крайне интересные и неожиданные свойства 2D плазмон-поляритонных возбуждений. В режиме, когда влияние эффектов запаздывания велико, было продемонстрировано сильное уменьшение резонансной плазменной частоты наряду с крайне необычным зигзагообразным магнитополевым поведением частоты плазменного возбуждения.

На рисунке 4(а) показана экспериментально измеренная зависимость частоты 2D плазмон-поляритонного возбуждения в нулевом магнитном поле от вол-

нового вектора $q = 2.4/d$. Зависимость была измерена на полупроводниковой шайбе с электронной концентрацией $n_s = 6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На том же рисунке приведена дисперсия света $\omega_{\text{light}} = 2\pi f = cq/\sqrt{\varepsilon_{\text{GaAs}}}$ (сплошная линия) и дисперсия 2D плазмона $\omega_p = 2\pi f = (2\pi n_s e^2 q / m^* \bar{\varepsilon})^{1/2}$ (пунктирная линия). Видно, что в пределе малых волновых векторов (больших длин волн) спектр плазмон-поляритонных возбуждений стремится к дисперсии света, тогда как в коротковолновом пределе спектр плазмон-поляритонов хорошо описывается в рамках электростатического приближения (1). Именно из-за гибридизации со световой волной в пределе малых волновых векторов происходит заметное уменьшение частоты плазмона в нулевом магнитном поле.

Важнейшей характеристикой плазменных колебаний является их затухание, которое проявляется через ширину линии плазменного резонанса. Данный вопрос тесно переплетается с проблемой практического применения 2D плазмоники в области детектирования и генерации терагерцового излучения. Двумерные плазменные волны резонансно возбуждаются лишь тогда, когда $\omega_p \tau \gg 1$. Это условие ограничивает возможность резонансного возбуждения плазменных волн в современных полупроводниковых гетероструктурах областью криогенных температур. Одним из путей обойти это ограничение является увеличить эффективное время рассеяния τ за счёт гибридизации плазменной волны со светом.

На рисунке 4(b) красными кружками показана зависимость полуширины плазменного резонанса, отнормированной на $1/\tau$, от величины параметра запаздывания A . Синие квадраты на рисунке демонстрируют ту же зависимость для отнормированной частоты плазмона. Здесь ω_{exp} — экспериментальное значение плазменной частоты в нулевом магнитном поле, а $\omega_p = (2\pi n_s e^2 q / m^* \bar{\varepsilon})^{1/2}$ — плазменная частота, вычисленная в электростатическом приближении. Измерения проводились на образце ДЭС с электронной концентрацией $n_s = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и временем релаксации $1/\tau = 5.6 \times 10^{10} / \text{с}$. Согласно данным на рис. 4(b) плазменный резонанс испытывает значительное сужение даже при небольшой гибридизации со светом. Сплошными кривыми на рисунке показаны теоретические зависимости, полученные в предположении, что двумерная электронная система имеет бесконечные размеры в плоскости [23]. В пределе $A \ll 1$ данные зависимости описываются выражениями:

$$\omega^2 \approx \frac{\omega_p^2}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad \Delta\omega \approx \frac{1}{\tau} \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (8)$$

Экспериментальные точки для $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ отлично описываются теорией, тогда как полуширина плазмон-поляритонного резонанса $\Delta\omega\tau$ претерпевает гораздо большее уменьшение, нежели предсказывает теория. Данное аномальное пове-

дение, по-видимому, связано с тем, что исследуемый образец ДЭС имеет конечный размер, что не учитывается в теоретической модели.

Как обсуждалось выше, ширина плазменного резонанса определяется суммой некогерентного столкновительного вклада $\gamma = 1/\tau$ и радиационной добавки $\Gamma = \gamma \times 2\pi\sigma_{2D}/c$: $\Delta\omega = \gamma + \Gamma$. Здесь первое слагаемое γ описывает релаксацию плазменных колебаний за счёт некогерентного столкновительного механизма затухания. Второе же слагаемое Γ определяет релаксацию плазмона посредством дипольного излучения электромагнитных волн колеблющимися электронами в ДЭС. Величина Γ играет фундаментальную роль во взаимодействии света и вещества, определяя вероятность электрон-фотонного рассеяния. Поскольку радиационное затухание является следствием когерентного коллективного излучательного процесса, то оно полностью аналогично «супер-радиационному» распаду Дике [24].

На рисунке 5(а) представлены типичные зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля, измеренные для образца с электронной плотностью $n_s = 0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и диаметром $d = 1 \text{ мм}$. При малых частотах ($f = 18 \text{ ГГц}$) наблюдается один пик резонансного микроволнового поглощения, смещающийся в сторону больших магнитных полей с увеличением частоты. Данный резонанс отвечает возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды в исследуемом диске. В области частот выше 20 ГГц возникает второй, а после 30 ГГц — третий пик, соответствующие возбуждению следующих размерных гармоник $m = 2$ и 3 циклотронного магнитоплазменного резонанса. При этом при движении в сторону больших магнитных полей и частот все наблюдаемые моды сильно уширяются за счет радиационного затухания.

Для количественного изучения наблюдаемого уширения магнитоплазменных мод, их полуширина по частоте Δf была вычислена из полуширины резонансов по магнитному полю ΔB и наклона $\partial f/\partial B$ магнитодисперсионных кривых (рис. 5(b)). Полученная таким образом зависимость Δf от частоты плазменного резонанса приведена на рис. 5(с). Кружки соответствуют фундаментальной магнитоплазменной моде, квадраты - её второй гармонике. Видно, что в области низких частот полуширина как фундаментальной моды, так и второй гармоники, стремятся к фиксированной величине $\Delta f = 1 \text{ ГГц}$. Релаксация магнитоплазменного возбуждения в этом пределе, по-видимому, связана с некогерентным столкновительным рассеянием и $\Delta\omega = \gamma = 1/\tau$. При переходе же в область частот $f \sim c/nd$ (n — эффективный показатель преломления окружающей ДЭС среды) наблюдается неожиданно стремительный рост ширины магнитоплазменных мод, при котором первая мода быстро уширяется и исчезает, уступая место второй и так далее. Рост ширины плазменных мод с увеличением частоты СВЧ хорошо опи-

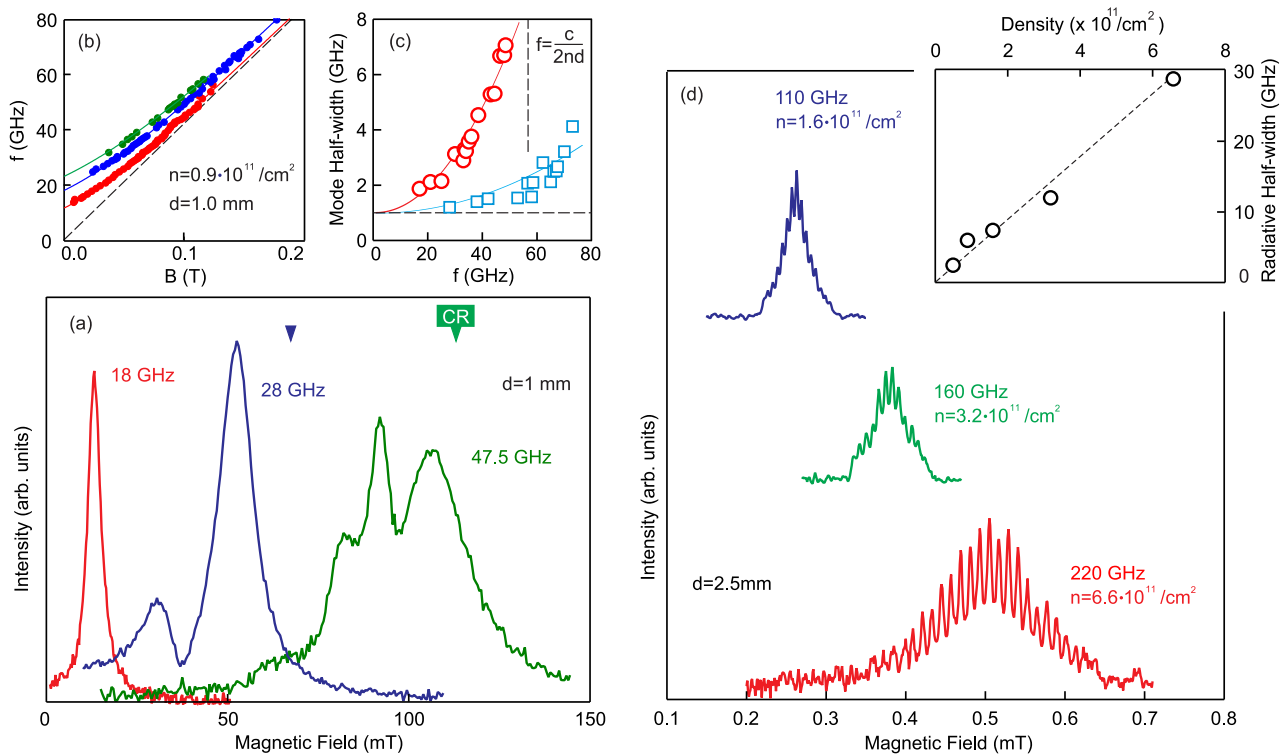


Рис. 5: (a) Зависимости интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля, измеренные для частот микроволнового облучения 18, 28 и 47.5 ГГц. Образец имел форму диска с диаметром $d = 1$ мм и электронной плотностью $n_s = 0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Стрелками показано положение циклотронного резонанса. (b) Магнитодисперсия первых трех гармоник циклотронной магнитоплазменной моды. Пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу в GaAs. (c) Зависимости полуширины линии резонанса от частоты для первой (кружки) и второй (квадраты) магнитоплазменных мод. (d) Микроволновое поглощение как функция магнитного поля, измеренная на больших СВЧ частотах для трёх образцов с концентрациями $n_s = 1.6, 3.2$ и $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Все образцы имели одинаковую геометрию диска с диаметром $d = 2.5$ мм. Пунктирной линией на вставке показана теоретическая зависимость (9).

сывается квадратичной теоретической зависимостью, изображенной на рис. 5(c) для каждой из мод пунктирными кривыми.

На более высоких частотах, когда $d \geq \lambda$, в высококачественных образцах релаксация плазменных колебаний определяется радиационным каналом затухания. Действительно, на рис. 5(d) показаны кривые поглощения, измеренные для трёх геометрически одинаковых образцов (диск с диаметром $d = 2.5$ мм), но с различной электронной концентрацией $n_s = 1.6, 3.2$ и $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитоплазменный циклотронный резонанс испытывает значительное уширение при увеличении электронной концентрации. На вставке к рисунку показана извлечённая из этих кривых полуширина плазменного резонанса как функция электронной плотности. Экспериментальные точки практически идеально ложатся на теоретическую зависимость:

$$\Delta\omega = \Gamma = \frac{2\pi\sigma_{xx}}{\bar{n}c}\gamma = \frac{4\pi n_s e^2}{m^*(1 + n_{\text{GaAs}})c}. \quad (9)$$

В этой формуле учтено, что ДЭС находится на границе между GaAs полупроводниковой подложкой и вакуумом, поэтому эффективный показатель преломления $\bar{n} = (1 + n_{\text{GaAs}})/2$.

Пятая глава посвящена исследованию принципиально новых плазменных возбуждений — релятивистских плазмонов. Важнейшей отличительной особенностью обнаруженной моды является то, что её ширина $\Delta\omega$ значительно меньше обратного времени релаксации двумерных электронов $1/\tau$. Наблюдающиеся на той же структуре обычные плазменные моды обладают на порядок большей шириной по частоте. Нами было установлено, что релятивистский плазмон возбуждается только тогда, когда затвор электрически связан с ДЭС. В результате, во время плазменных колебаний двумерная электронная подсистема теряет электрическую нейтральность. Флуктуация заряда в ДЭС компенсируется зарядом противоположного знака, поступающим на затвор через внешнюю цепь.

Рисунок 6(a) показывает микроволновое поглощение в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Эксперименты проводились на $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ одиночной квантовой яме с шириной 30 нм. Квантовая яма располагалась на расстоянии $h = 3700 \text{ \AA}$ от поверхности кристалла. Исследуемый образец имел диаметр центрального затвора $d = 100 \text{ мкм}$, диаметр мезы $D = 0.5 \text{ мм}$ и длину проводника между контактом и затвором $l = 2.3 \text{ мм}$. Схема образца приведена на вставке к рис. 6(a). На каждой из кривых видно до трёх резонансных пиков в поглощении. Наиболее заметный резонанс, отвечающий возбуждению релятивистского плазмона, появляется на частоте 2.3 ГГц и быстро смещается по шкале магнитных полей. Наконец, этот пик расширяется и исчезает на частоте 15 ГГц. Такое поведение характерно для гибридизации плазмона с фотонной модой внешнего резонатора [7]. Нами было установлено, что резонанс, отвечающий возбуждению релятивистского плазмона, исчезает, когда разрывается электрическое соединение между контактом и затвором (вставка к рис. 6(a)). Это наблюдение указывает на то, что релятивистская плазменная моды имеет очень нетривиальное распределение тока. Колеблющийся заряд покидает ДЭС и перетекает на затвор через проводник. При этом, колебания двумерной плазмы могут гибридизироваться с электромагнитной волной, распространяющейся вдоль проводника. В случае сильного запаздывания, поле плазменной волны делокализуется из ДЭС во внешнюю цепь, играющую роль фотонного резонатора. Это приводит к сильной связи между плазменными коле-

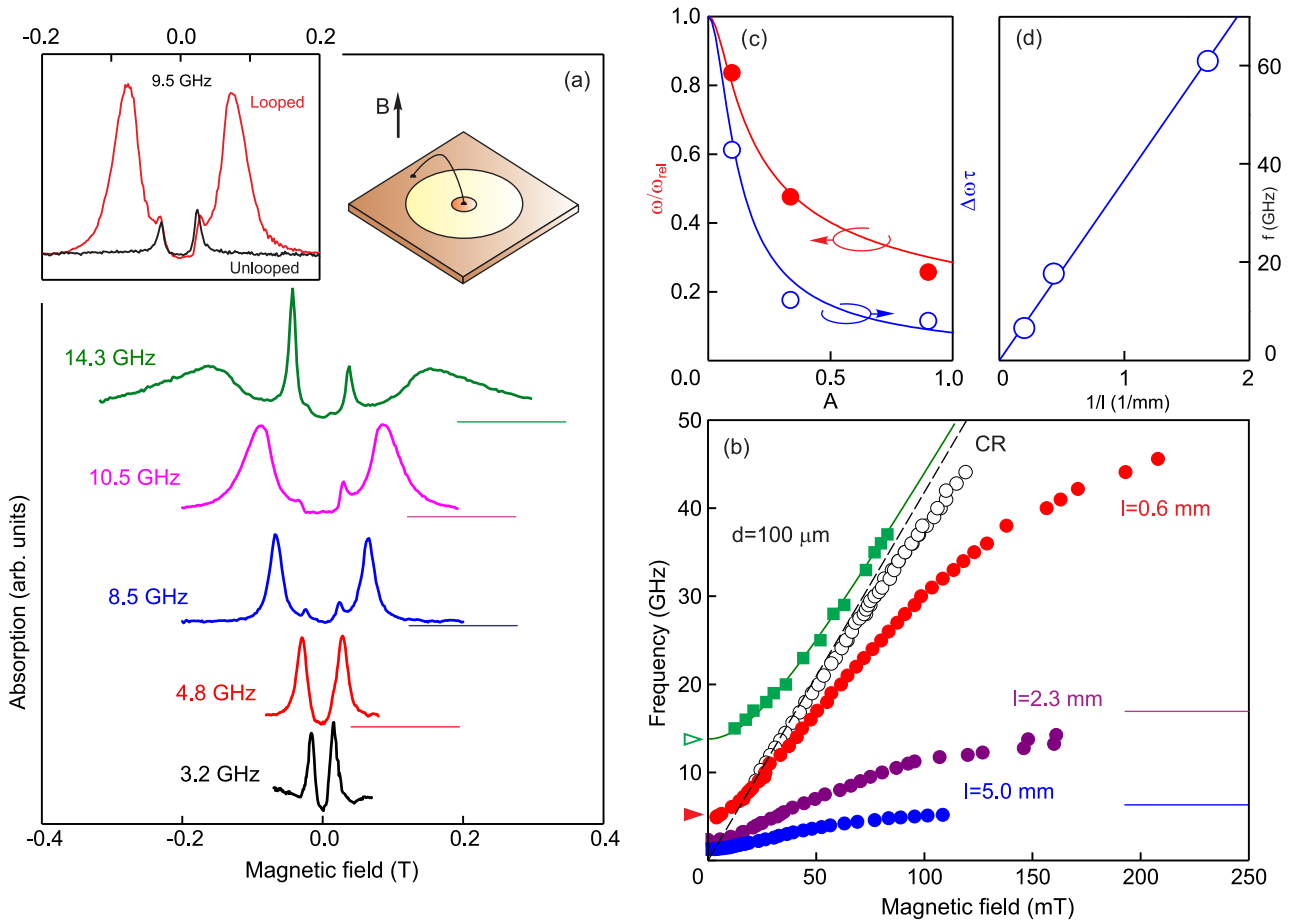


Рис. 6: (a) Микроволновое поглощение как функция B для образца с диаметром центрального затвора $d = 100$ мкм, электронной концентрацией $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и длиной проводника $l = 2.3$ мм. Короткие горизонтальные линии указывают уровень сигнала в отсутствие СВЧ излучения. На левой вставке показаны кривые поглощения, измеренные на одном и том же образце с (красная кривая) и без (чёрная кривая) электрической цепи, соединяющей затвор и контакт. Сверху показано схематическое изображение исследуемого образца. (b) Магнитодисперсии плазменных мод, измеренные на том же образце с различной длиной проводника между контактом и затвором $l = 0.6, 2.3$ и 5.0 мм. Плазменные моды, изображенные сплошными красными, фиолетовыми и синими кружками, соответствуют релятивистской плазменной моде, зелёные квадраты соответствуют $(1,0)$ «проксимити» плазмону, а пустые полые кружки — одночастичному циклотронному резонансу (CR). (c) Отнормированная частота релятивистского плазмона $\omega/\omega_{\text{rel}}$ (красные кружки) и его полуширина $\Delta\omega\tau$ (пустые синие кружки) как функция параметра запаздывания $A = \omega_{\text{rel}}/2\pi f_l$. (d) Фотонная частота f_l как функция обратной длины проводника (проволочной петли).

баниями в ДЭС и внешним фотонным резонатором, что в свою очередь, определяет anomalно слабое затухание релятивистских плазменных возбуждений.

На рисунке 6(b) показаны магнитодисперсии всех магнитоплазменных мод, наблюдаемых на одной и той же структуре, но с разной длиной l проволочной петли, которая соединяет центральный затвор и периметрический контакт. Для

каждой из конфигураций образца наблюдается одновременно до трёх плазменных резонансов. Мода соответствующая релятивистскому плазмону обозначена цветными кружками. Вторая мода находится близко к циклотронному резонансу (CR) $\omega_c = eB/m^*c$ (полые кружки на рис. 6(b)). Физическое происхождение этого резонанса до сих пор неясно. Третий резонанс соответствует возбуждению «проксимити» плазменного возбуждения вблизи центрального затвора (закрашенные квадраты на рис. 6(b)). Примечательно, что наличие или отсутствие внешней цепи никак не сказывается на амплитуде и положении одночастичного и «проксимити» плазменных резонансов (вставка к рис. 6(a)).

Одной из самых важных особенностей релятивистских плазменных волн является их аномально малое затухание. В высококачественных AlGaAs/GaAs гетероструктурах они резонансно возбуждаются вплоть до комнатной температуры $T = 300$ К. Последнее обстоятельство открывает путь для многочисленных приложений. Экспериментальные данные на рис. 6(b) указывают на то, что аномально малое затухание моды связано с сильной связью плазменной волны с фотонной модой внешней цепи. Действительно, магнитодисперсия релятивистского плазмона при $l = 5$ мм пересекает линию циклотронного резонанса (CR), демонстрируя, таким образом, сильное запаздывание (синие точки). После этого мода асимптотически выходит на фотонное плато $f_l = 6.6$ ГГц. Такое поведение характерно для плазмон-поляритонных возбуждений [7]. Эксперименты на трёх образцах с разными значениями длины проводника $l = 0.6, 2.3$ и 5 мм показывают, что частота f_l линейно зависит от $1/l$ (рис. 6(d)). Это подтверждает, что внешняя цепь выступает в роли резонатора. Следует отметить, что найденные значения f_l хорошо согласуются с резонансной частотой прямой проволоки, расположенной непосредственно над кристаллом GaAs.

Гибридизация двумерных плазменных и световых мод обычно приводит к сильному снижению частоты плазмона вместе с уменьшением его затухания [7]. Для релятивистских плазменных возбуждений мы наблюдаем аналогичный эффект. На рис. 6(c) показано как отнормированная частота релятивистского плазмона ω/ω_{rel} (закрашенные кружки) и его полуширина $\Delta\omega\tau$ (синие пустые кружки) зависят от параметра запаздывания A . Здесь ω_{rmrel} — это частота релятивистского плазмона, когда длина проводника мала, так что эффектами запаздывания можно пренебречь. Параметр запаздывания A рассчитывался как отношение частоты ω_{rel} к частоте света $2\pi f_l$. Измеренные зависимости на рис. 6(c) качественно аналогичны поведению, обнаруженному для обычных 2D плазмон-поляритонных мод, наблюдаемых в диске [25]. Для них согласно теории $(\omega_p - \omega)/\omega_p \approx A^2/4$ [26]. Однако, для исследуемых релятивистских плазмонов мы получаем $(\omega_{rel} - \omega)/\omega_{rel} \approx 150 \times A^2/4$. Таким образом, степень плазмон-фотонной связи для релятивистского

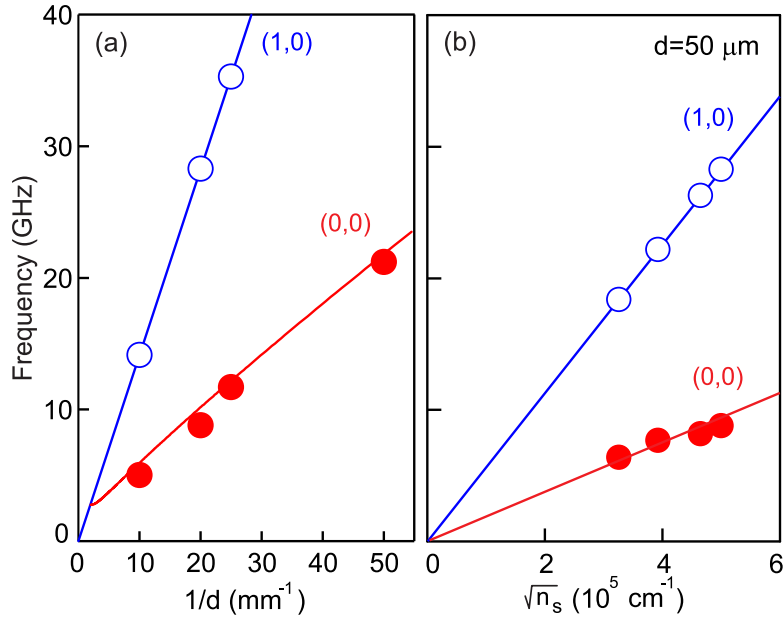


Рис. 7: (а) Зависимость частоты релятивистского плазмона (0,0) (красные точки) и «проксимити» плазмона (1,0) (синие полые точки) от обратной величины диаметра центрального затвора $1/d$. Измерения проводились на четырёх структурах с одинаковой электронной плотностью $n_s = 2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, диаметром контакта $D = 0.5 \text{ мм}$ и длиной проводника $l = 0.6 \text{ мм}$. (б) Зависимость плазменных частот от электронной плотности для структуры с $d = 50 \text{ мкм}$. Сплошные кривые соответствуют теоретическим предсказаниям.

плазмона в 150 раз больше, чем для обычных двумерных плазменных возбуждений.

Оказалось, что физическую природу релятивистских плазмонов можно качественно понять следующим образом. Плазменные возбуждения в ДЭС можно всегда представить как колебания в эквивалентном LC плазмонном резонаторе [27]. При этом L соответствует кинетической индуктивности ДЭС немагнитного происхождения, а C отвечает электрической ёмкости между ДЭС и затвором. При подключении конденсатора к индуктивности ДЭС, мы получаем LC контур, резонансная частота которого равняется частоте релятивистского плазмона. Плазменные колебания в таком LC контуре аналогичны «проксимити» плазменным возбуждениям с $m = 0$ и $n = 0$. Разработанная в рамках данной концепции теория даёт следующее выражение для дисперсии релятивистского плазмона $J_0(\Omega) - \Omega J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0$. Здесь J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода, $\Omega = \omega d / (2\sqrt{4\pi n_s e^2 h / (m^* \epsilon)})$ — безразмерная плазменная частота. Используя разложение для функций Бесселя, можно прийти к явному выражению для частоты релятивистского плазмона:

$$\omega_{\text{rel}} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln(D/d)}} \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 h}{m^* \epsilon}} \frac{2}{d} \quad (D/d > 2). \quad (10)$$

Действительно, экстраполяция в $B = 0$ Тл магнитодисперсионной зависимости на рис. 6(b) даёт для образца с $l = 0.6$ мм плазменную частоту $f_{\text{rel}} = 5$ ГГц. Это значение находится в хорошем согласии с теоретическим предсказанием согласно формуле (10), $f = 6$ ГГц (стрелка на рис. 6(b)). Для дальнейшей проверки теории, мы провели дополнительные эксперименты на трёх образцах, изготовленных из одной и той же полупроводниковой подложки с $d = 50, 40$ и 20 мкм и фиксированными $D = 0.5$ мм. Полученная в этих экспериментах частота релятивистского $(0,0)$ и «проксимити» $(1,0)$ плазмонов в зависимости от обратной величины диаметра затвора $1/d$ представлена на рис. 7(a)). Теоретическое предсказание согласно (10) (красная кривая) хорошо согласуется с экспериментальными данными. Далее мы изучили как изменение электронной плотности n_s влияет на частоту плазменных возбуждений. Рисунок 7(b) показывает, что при уменьшении электронной плотности от $n_s = 2.5 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ до 1.0×10^{11} см $^{-2}$, частота как «проксимити» $(1,0)$, так и релятивистских $(0,0)$ плазменных мод демонстрирует корневую зависимость $\sqrt{n_s}$. Эксперимент проводился на структуре с размерами $d = 50$ мкм и $D = 0.5$ мм. Электронная концентрация перестраивалась методом оптического фотообеднения [28].

В шестой главе даётся обзор результатов по исследованию плазменных возбуждений в двумерной электронной системе на базе AlAs квантовых ям в AlGaAs/AlAs гетероструктурах. За последние десятилетия, благодаря существенному прогрессу в технологии эпитаксиального роста, стало возможным получение нового класса высококачественных двумерных структур на основе AlAs квантовых ям [29]. Их отличительной особенностью являются многодолинность и естественная анизотропия эффективных масс двумерных электронов. Объёмный AlAs является непрямозонным полупроводником, имеющим три энергетических долины в X точках зоны Бриллюэна. Поверхность Ферми AlAs представляет собой три эллипсоида, расположенных вдоль основных кристаллографических осей. В широких AlAs квантовых ямах с шириной более 5 нм, выращенных на GaAs (001) подложках, электроны заполняют только X_x [100] и X_y [010] долины в плоскости гетероперехода. Это обусловлено двуслойным сжатием слоя AlAs, возникающим вследствие различия постоянных решеток в материалах, образующих гетеропереход, а именно AlAs и AlGaAs.

Оказалось, что сильная анизотропия эффективных масс двумерных электронов и контролируемое заполнение различных долин делают двумерные гетероструктуры на основе AlAs квантовых ям уникальным объектом для изучения новых плазменных явлений. Для начала были исследованы физические свойства плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС на базе широких AlAs квантовых ям. Эксперименты проводились при помощи копланарной методики.

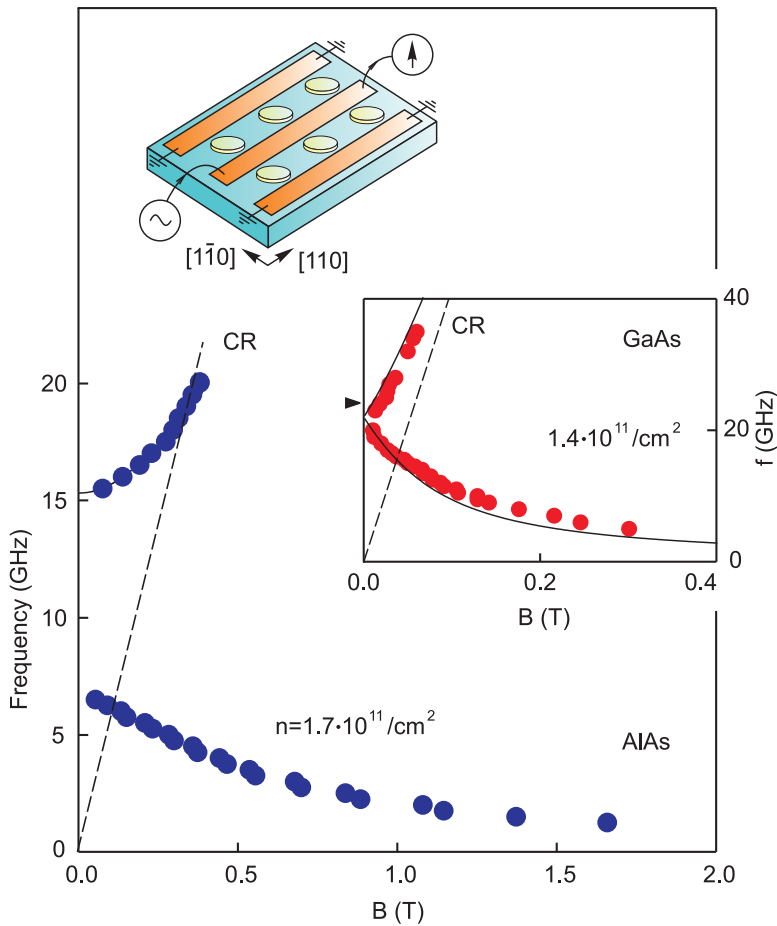


Рис. 8: Магнитодисперсия плазменных возбуждений в дисках с диаметром $d = 0.5$ мм для электронов, обладающих анизотропным энергетическим спектром в AlAs квантовой яме. Пунктирной линией на рисунке показано положение циклотронного резонанса. Вставка: спектр магнитоплазменных возбуждений, измеренный на геометрически идентичном образце в GaAs квантовой яме с изотропной эффективной массой двумерных электронов $m^* = 0.067m_0$. Также на рисунке приведено схематическое изображение исследуемого образца.

В этих экспериментах образец представлял собой шесть равноудаленных дисков ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм, помещённых в щели согласованного микроволнового копланарного волновода (рис. 8). Измерялось пропускание СВЧ сигнала через копланарный волновод. В экспериментах использовались ДЭС на основе AlAs квантовой ямы, выращенной с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной подложке GaAs вдоль кристаллографического направления $[100]$. Ширина квантовой ямы AlAs составляла 15 нм, электронная концентрация n_s и подвижность μ равнялись соответственно $(1.7 - 2.4) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2.0 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В с})$.

Полученная в этих экспериментах магнитодисперсионная зависимость приведена на рис. 8. Магнитодисперсия имеет две ветви, которые разделены щелью в нулевом магнитном поле. Низкочастотная ветвь, обладающая отрицательной магнитодисперсией, соответствует возбуждению краевого магнитоплазмона [30; 31], тогда как высокочастотная ветвь, обладающая положительной магнитодисперсией, соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды. В однодолинных изотропных системах на основе GaAs квантовых ям ($m^* = 0.067 m_0$) циклотронная и краевая магнитоплазменные моды вырождены в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл (вставка к рис. 8). Анизотропия электронных масс в AlAs приводит к снятию этого вырождения и появлению щели в спектре

(рис. 8). Это обстоятельство представляется особенно удивительным, если принять во внимание то, что снятие вырождения происходит в нулевом магнитном поле в абсолютно симметричной геометрии диска.

Полученный результат можно понять следующим образом. Электрическое поле \vec{E} , которое направлено вдоль кристаллографического направления $[1\bar{1}0]$ может быть разложено на сумму двух составляющих, направленных вдоль основных кристаллографических направлений $[100]$ и $[010]$: $\vec{E} = \vec{E}_l + \vec{E}_{tr}$ (рис. 8). В нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл каждая из этих составляющих возбуждает свою собственную плазменную моду. Причём частоты этих плазменных мод $\Omega_{l,tr}$ определяются стандартным выражением [3]:

$$\Omega_{l,tr}^2 = \frac{2\pi n_s e^2}{m_{l,tr} \bar{\epsilon}} q, \quad (11)$$

где $\bar{\epsilon} = (\epsilon_{\text{GaAs}} + 1)/2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающего пространства, а $q = 2.4/d$ — волновой вектор для геометрии диска [7]. Используя (11) и экспериментальные значения плазменных частот $\Omega_l/2\pi = 6.5$ ГГц и $\Omega_{tr}/2\pi = 15.3$ ГГц, можно получить следующие значения для эффективных масс в AlAs квантовых ямах $m_l = (1.10 \pm 0.05)m_0$ и $m_{tr} = (0.20 \pm 0.01)m_0$. Следует заметить, что эти результаты являются первым прямым экспериментальным определением эффективных масс носителей заряда в AlAs полупроводниковых наноструктурах.

В диссертационной работе была разработана и реализована экспериментальная методика для приложения одноосной деформации к подложке AlAs. Методика состояла в том, что образец приклеивался эпоксидным клеем к пьезоприводу (piezo-stack actuator). Образец был приклеен таким образом, чтобы его кристаллографическая ось $[010]$ была направлена вдоль направления прикладываемой деформации. Полупроводниковая подложка образца была сточена до толщины 0.2 мм, чтобы деформация от пьезопривода полностью передавалась в двумерную электронную систему. Для измерения приложенной деформации использовался резистивный тензодатчик с металлической фольгой, который также был приклеен длинным звеном меандра посредством двухкомпонентного эпоксидного клея вдоль рабочей оси пьезоактуатора. Величина приложенной деформации определялась при помощи мостовой схемы Уитстона. Данная схема позволяла контролируемо подавать на образец одноосную деформацию с величиной до 10^{-4} . Было экспериментально установлено, что одноосная деформация значительно модифицирует распределение электронов между анизотропными X_x и X_y долинами в AlAs. Установлено, что перераспределение носителей заряда между долинами приводит к драматической модификации спектра двумерных плазмонов. В частности было обнаружено, что деформация приводит к схлопыванию

щели в спектре двумерных плазменных возбуждений. Была разработана наглядная модель, где изменение плазменного спектра обусловлено переносом зарядов между X_x и X_y долинами под действием внешней деформации. Разработанная модель позволила по плазмонным спектрам определять междолинное расщепление. Далее была измерена зависимость междолинного расщепления от внешней деформации. В результате этих экспериментов был найден потенциал деформации AlAs $E_2 = (5.6 \pm 0.3)$ эВ. Это значение хорошо согласуется с предыдущими исследованиями. Таким образом, обнаруженный пьезоплазмонный эффект оказался важным и полезным инструментом для изучения энергетического спектра двумерных электронных систем.

Важной научной проблемой является возможность управлять долинным заполнением в AlAs квантовых ямах с помощью квантового конфайнмента. Данное свойство делает полупроводниковые AlAs наноструктуры перспективным материалом для создания новых валеитронных (valleytronic) элементов электроники — устройств, где используется степень свободы, связанная с энергетической долиной электрона, а не с его зарядом. В широких AlAs квантовых ямах ($W > 5.5$ нм), выращенных на GaAs (001) подложке, электроны заполняют в плоскости квантовой ямы X_x [100] и X_y [010] долины. Каждая из этих долин имеет сильно анизотропную поверхность Ферми. В узких же AlAs квантовых ямах ($W < 5.5$ нм) электроны начинают заполнять X_z [001] долину, которая является изотропной в плоскости квантовой ямы. Первые эксперименты по изучению $\Gamma - X$ энергетического перехода в узких AlAs квантовых ямах были проведены при помощи косвенного транспортного методики [32–35]. Однако, наиболее прямым и точным методом изучения поверхности Ферми в полупроводниках является микроволновая магнетоспектроскопия [36]. Этот метод был применён в настоящих экспериментах для подробного изучения долинного $\Gamma - X$ перехода, а также особенностей плазменных возбуждений в узких AlAs квантовых ямах. Измерения проводились при помощи двойной синхронной методики транспортного детектирования микроволнового поглощения [37]. Изучаемые образцы изготавливались из AlAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.46$) гетероструктур с различной шириной квантовой ямы $W = 4.0, 4.5, 5.0, 5.5, 6.0, 6.5, 7.0$ нм и 15 нм. Образцы имели форму мостиков Холла с шириной $L = 100$ мкм и расстоянием между ближайшими контактами 1.0 мм. Типичное значение электронной плотности для исследуемых структур составляло $n_s = 4.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 9(а) показана магнитодисперсия наблюдаемого в структурах с шириной квантовых ям $W = 5.5$ нм (красные кружки) и 6.5 нм (синие кружки) плазменного резонанса. Видно, что частота исследуемого магнитоплазменного резонанса с хорошей точностью пропорциональна магнитному полю $\omega_c = eB/m_c c$ (m_c — эффективная циклотронная масса электронов). При этом $m_c(W =$

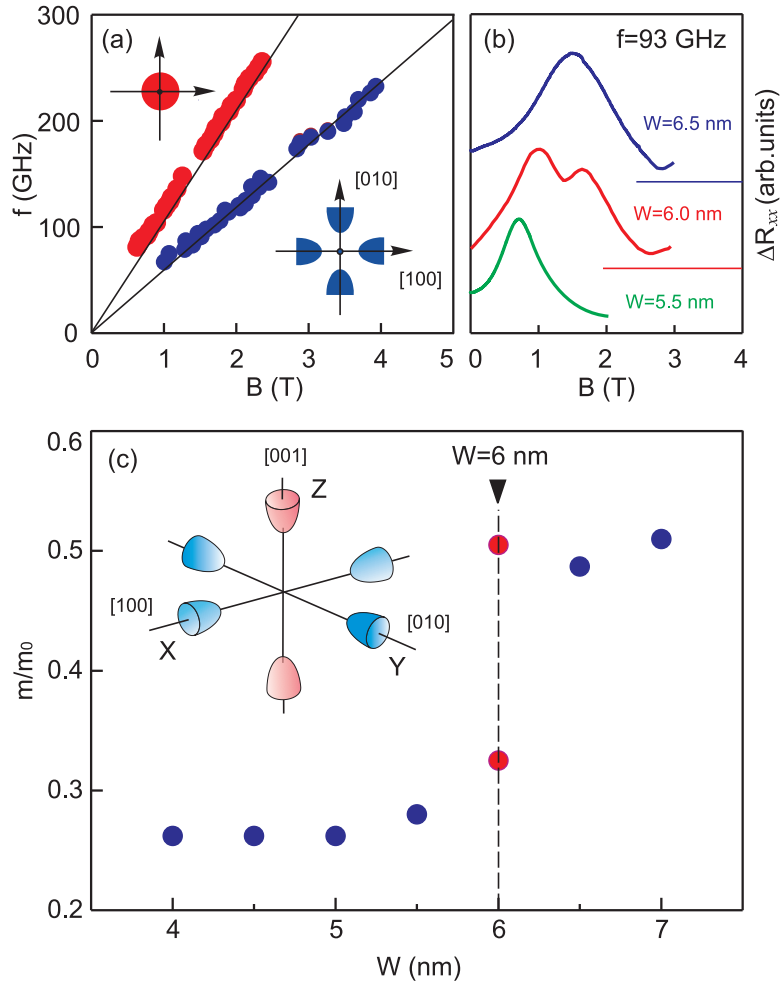


Рис. 9: (a) Магнитодисперсии 2D магнитоплазмона, измеренные в AlAs квантовых ямах с шириной $W = 5.5$ нм (красные кружки) и $W = 6.5$ нм (синие кружки). На вставках схематически изображены двумерные контуры Ферми при заполнении X_z и $X_x - X_y$ долин. (b) Магнитополевые зависимости индуцированного микроволновым излучением $f = 93$ ГГц изменения в продольном магнетосопротивлении ΔR_{xx} , полученные для AlAs квантовых ям с различной шириной: $W = 5.5$ нм (зеленая кривая), $W = 6.0$ нм (красная кривая), $W = 6.5$ нм (синяя кривая). (c) Экспериментально полученная зависимость эффективной циклотронной массы от ширины квантовой ямы AlAs. Пунктирной линией обозначена ширина AlAs квантовой ямы $W = 6$ нм, при которой происходит $\Gamma - X$ переход в заполнении долин.

5.5 нм) = $(0.28 \pm 0.01) m_0$ и $m_c(W = 6.5$ нм) = $(0.49 \pm 0.01) m_0$. Для того, чтобы понять физическую природу наблюдаемого эффекта, рассмотрим ситуацию, когда заполнены обе X_x и X_y долины в плоскости квантовой ямы. Контур Ферми в этом случае представляет собой эллипс с двумя эффективными массами вдоль основных кристаллографических осей $m_l = 1.1 m_0$ и $m_{tr} = 0.2 m_0$. В таком случае циклотронная масса двумерных электронов определяется средним геометрическим $m_c = \sqrt{m_l m_{tr}} = 0.47 m_0$. Если же электроны заполняют находящуюся вне плоскости ямы X_z долину, то контур Ферми представляет собой просто окружность. В этом случае циклотронная масса просто совпадает с эффективной массой но-

сителей заряда $m = m_{\text{тр}} = 0.2 m_0$. Значение эффективной массы, полученное в эксперименте для AlAs квантовой ямы с шириной $W = 6.5$ нм говорит о том, что в структуре заполнены плоскостные анизотропные $X_x - X_y$ долины. Измеренное значение циклотронной массы электронов в $W = 5.5$ нм квантовой яме указывает на то, что в ней заполнена одна изотропная X_z долина. Таким образом, между этими двумя случаями наблюдается уникальный $\Gamma - X$ переход в энергетическом спектре двумерных электронов.

На рисунке 9(b) приведены кривые фотоотклика, измеренные на частоте $f = 93$ ГГц для трёх структур с шириной квантовой ямы $W = 6.5$ нм (синий цвет), $W = 6.0$ нм (красный цвет) и $W = 5.5$ нм (зелёный цвет). При изменении ширины квантовой ямы, наблюдается резкое изменение положения и формы циклотронного магнитоплазменного резонанса. Для квантовых ям с шириной $W = 5.5$ нм и 6.5 нм наблюдается одиночный резонанс. Как было показано ранее, в этих структурах электроны занимают две различные энергетические долины. Для квантовой ямы с шириной $W = 6.0$ нм наблюдается сразу два резонанса. Возникает уникальная переходная ситуация, когда достигается баланс в заполнении X_z и X_{x-y} долин. В этом случае даже небольшое внешнее давление или электрическое поле способно переключать заполнение долин X_z и X_{x-y} . В свою очередь, управление заполнением различных долин является основным действием необходимым для функционирования устройств вaleyтронике (valleytronics).

Рисунок 9(c) показывает результирующую зависимость циклотронной массы двумерных электронов от ширины AlAs квантовой ямы. Измерения проводились на образцах изготовленных из семи различных полупроводниковых шайб. Пунктирной линией на рис. 9(c) отмечены данные для переходной квантовой ямы $W = 6$ нм, для которой происходит переключение долин. Следует заметить, что экспериментально полученное значение для циклотронной эффективной массы электронов в X_z долине $m_c(W = 5.5 \text{ нм}) = (0.28 \pm 0.01) m_0$ существенно превышает величину зонной эффективной массы объёмного AlAs $m^* = 0.2 m_0$. Обнаруженное физическое явление требует дальнейшего разбирательства.

Седьмая глава посвящена экспериментальному исследованию акустических краевых магнитоплазменных возбуждений (АКМП) в ДЭС в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Для этого была разработана специальная технология получения ДЭС с широким профилем краевого обеднения. Для этого жидкостное травление полупроводникового кристалла останавливалось, не доходя до слоя доноров. Размер области краевого обеднения контролировался по данным спектроскопии краевых магнитоплазмонов. Калибровочные измерения проводились на образцах ДЭС в форме дисков, размещённых в щелях копланарного волновода. Для AlGaAs/GaAs гетероструктур с глубиной залегания квантовой ямы 407 нм, расстоянием от слоя доноров до поверхности кристалла 316 нм и

глубиной травления 200 нм была получена область обеднения с характерной шириной $w = 12$ мкм. Разработанная технология позволила значительно увеличить масштаб пространственного разделения заряда в АКМП. Это позволило существенно облегчить возбуждение и детектирование АКМП мод, и сделало возможным однозначное обнаружение акустических мод в полупроводниковых двумерных электронных системах.

Эксперименты основывались на измерении резонансного поглощения микроволнового сигнала с частотой $f = 0.1 - 50$ ГГц, распространяющегося по копланарному волноводу, литографически нанесённому на поверхность образца. В щелях копланарного волновода были литографически изготовлены два ряда равноудаленных дисков ДЭС. Было изготовлено три серии образцов с диаметрами дисков $d = 5, 10$ и 20 мкм. На рисунке 10(a) показаны магнитополевые зависимости пропускания копланарного волновода на разных частотах СВЧ сигнала $f = 0.3, 0.6$ и 1.3 ГГц. На кривых видны до трёх резонансных минимумов, отвечающих возбуждению АКМП мод с индексами $j = 1, 2$ и 3 . Эти моды отвечают антифазным колебаниям электронной плотности в соседних сжимаемых краевых полосках, разделенных несжимаемыми областями ДЭС. При этом образование на краю электронной системы несжимаемых областей обусловлено наличием циклотронной энергетической щели в объёме двумерной системы.

На рисунке 10(b) представлена магнитодисперсия обнаруженных АКМП мод. Наиболее важным открытием является то, что количество наблюдаемых мод

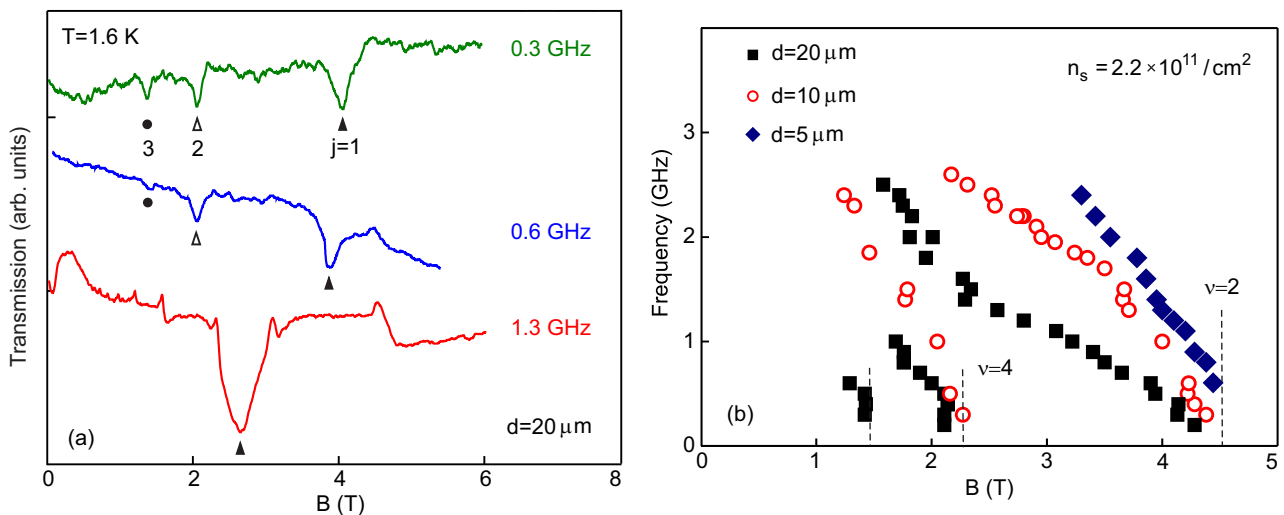


Рис. 10: (a) Пропускание копланарного волновода в зависимости от магнитного поля. Измерения проводились для образца с диаметром дисков $d = 20$ мкм. Образец изготовлялся с использованием метода неглубокого травления. На рисунке отмечены три резонанса поглощения, соответствующие возбуждению АКМП мод с номерами $j = 1, 2$ и 3 . (b) Магнитодисперсия трёх первых АКМП мод для дисков с диаметрами $d = 5, 10$ и 20 мкм. Вертикальными пунктирными линиями показаны факторы заполнения $\nu = 2, 4$ и 6 .

в режиме ЦКЭХ оказывается равным числу несжимаемых полосок на краю ДЭС, то есть числу полностью заполненных уровней Ландау в объёме образца. При этом j -ая АКМП мода при подходе к фактору заполнения $\nu = 2j$ исчезает. При этом её частота обращается в нуль (рис. 10). При отходе от фактора заполнения $\nu = 2j$ дисперсия моды выходит на закон [38]:

$$\omega_j = \frac{2n_s e q}{\varepsilon B j},$$

где $q = 2/d$ — волновой вектор АКМП в диске, $\varepsilon = 12.8$ — диэлектрическая проницаемость GaAs подложки, B — величина магнитного поля. Отдельное внимание уделяется изучению влияния профиля краевого обеднения ДЭС на наблюдение АКМП мод. Проведено сравнение АКМП резонансов в пропускании копланарного волновода для образцов с мезами, полученными при помощи методик неглубокого и глубокого травления. Экспериментально показано, что для образцов с узким профилем краевого обеднения $w = 0.2$ мкм (глубокое травление) амплитуда АКМП резонансов на порядок меньше, чем для образцов с широким профилем краевого обеднения $w = 12$ мкм (неглубокое травление).

При понижении температуры ДЭС до $T = 0.5$ К были обнаружены дополнительные, «спиновые», АКМП моды. Установлено, что «спиновые» акустические моды исчезают на нечётных факторах заполнения, а их возникновение связано с наличием в энергетическом спектре системы зеemanовских щелей, приводящих к возникновению дополнительных несжимаемых полосок на краю образца. В экспериментах удалось обнаружить дополнительную спиновую моды $j = 1s$, исчезающую при подходе к фактору заполнения $\nu = 1$. Проводится исследование зависимости относительной амплитуды $j = 1$ и $1s$ АКМП-мод от фактора заполнения. Показано, что в момент возникновения мод (то есть при факторах заполнения $\nu = 2j$ для основных мод $j = 1, 2, 3 \dots$ и на факторах заполнения $\nu = 2j - 1$ для спиновых мод $1s, 2s, 3s \dots$) их относительная амплитуда равна нулю. Далее она возрастает при отклонении в сторону больших факторов заполнения. Качественно это объясняется увеличением количества электронов на верхнем частично заполненном уровне Ландау, принимающих участие в АКМП возбуждении.

В восьмой главе обсуждаются эксперименты по обнаружению и исследованию «тёмных» осесимметричных плазменных возбуждений в одиночных дисках двумерных электронов. Стоячие плазменные моды в диске ДЭС можно описать при помощи радиального n и азимутального m индексов ($n = 1, 2 \dots$; $m = 0, 1 \dots$) [19]. Они характеризуют число узлов в переменном потенциале стоячей плазменной волны вдоль радиуса и периметра диска, соответственно. Фундаментальной плазменной модой считаются колебания электронной плотности с

$n = 1$ и $m = 1$. В большинстве экспериментов по изучению свойств плазменных возбуждений в ДЭС наблюдаются только моды с $m \neq 0$. Это объясняется тем, что у этих мод дипольный момент не равен нулю, поэтому они эффективно возбуждаются падающей на образец электромагнитной волной. Плазменные же моды с $m = 0$ имеют нулевой дипольный момент, поэтому называются «тёмными» или осесимметричными плазмонами.

В диссертационной работе показано, что осесимметричные плазменные возбуждения обладают целым рядом уникальных физических свойств, определяющих их особое место в семействе плазменных колебаний. Во-первых, «тёмные» плазменные возбуждения обладают особым законом магнитодисперсии, причем в перпендикулярном магнитном поле у них отсутствует краевая ветвь. Во-вторых, в силу нулевого дипольного момента гибридизация со светом и радиационное затухание осесимметричных плазмонов существенно меньше, чем у дипольно активных 2D плазмонов. Поэтому «тёмные» плазменные моды обладают гораздо большей добротностью, нежели ординарные плазменные возбуждения с $m \neq 0$, что делает их привлекательным объектом для систем классической и квантовой плазменной электроники.

Поскольку «тёмные» плазменные моды обладают нулевым дипольным моментом, их невозможно возбудить плоской электромагнитной волной. Нами была разработана уникальная неинвазивная методика для возбуждения «тёмных» плазменных колебаний. Методика заключается в том, что электромагнитное излучение подводится к образцу по волноводу со выстроенным оптоволоконным световодом, который формирует вблизи своего торца локально неоднородное электромагнитное поле. Применение этой методики позволило обнаружить и детально исследовать физические свойства «тёмных» осесимметричных плазменных мод в одиночных дисках двумерных электронов. Следует особо отметить, что настоящие эксперименты — это первое наблюдение осесимметричных плазменных мод в ДЭС, не содержащей экранирующих электродов [39].

На рисунке 11(b) показана экспериментально полученная магнитодисперсия плазменных мод, измеренная на образце в форме диска с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11}$ см⁻². Фундаментальный магнитоплазменный резонанс (синие точки на рис. 11(b)) в перпендикулярном магнитном поле расщепляется на две ветви. Верхняя ветвь ($m = +1$) имеет положительную магнитодисперсию, и с увеличением величины магнитного поля её частота асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m^*c$ (m^* — эффективная масса электрона). Она соответствует возбуждению циклотронной магнитоплазменной моды. Нижняя ветвь демонстрирует отрицательную магнитодисперсию и отвечает краевому магнитоплазмону (КМП),

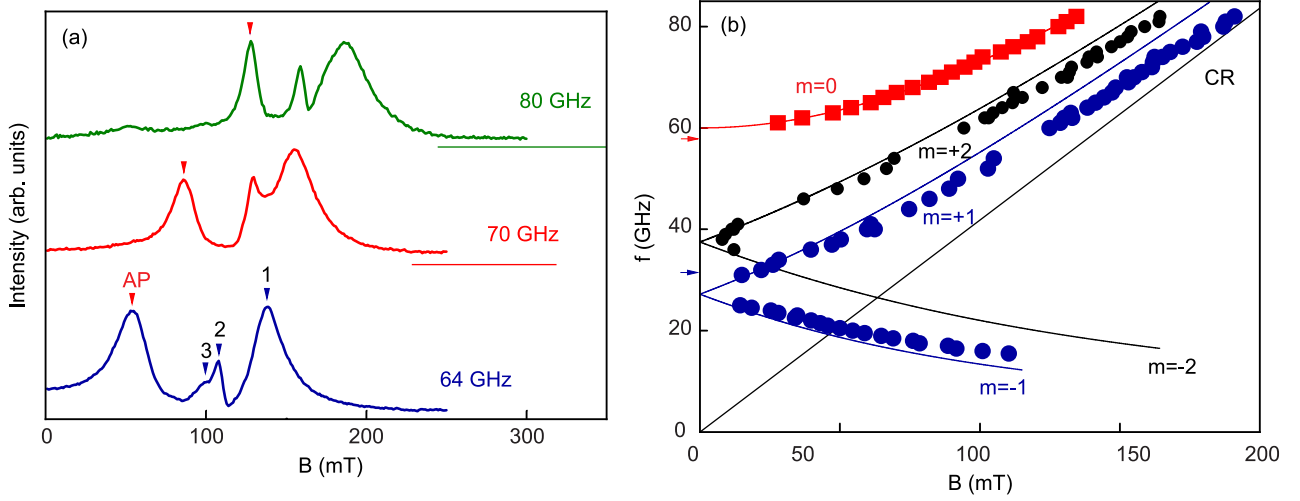


Рис. 11: (a) Зависимость интенсивности микроволнового поглощения от магнитного поля для трёх частот микроволнового облучения 64 , 70 и 80 ГГц в диске ДЭС с диаметром $d = 0.5$ мм и электронной концентрацией $n_s = 2.6 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. (b) Магнитодисперсии плазменных мод с $m = \pm 1, \pm 2$ (синие и чёрные точки) и «тёмной» моды с $m = 0$ (красные точки). Синяя и чёрные кривые соответствуют теоретическим магнитодисперсионным зависимостям согласно (12), прямая чёрная линия — циклотронному резонансу в GaAs.

являющемуся аналогом поверхностных плазменных волн в трехмерных электронных системах.

Экспериментальные результаты для магнитоплазмонов с $m \neq 0$ хорошо описываются теоретической зависимостью для магнитодисперсии (синяя и чёрная кривые на рис. 11) [30]:

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}, \quad (12)$$

где ω_p — плазменная частота в нулевом магнитном поле. Поведение кратной гармоники с $m = \pm 2$ (чёрные точки) описывается аналогичной зависимостью. Действительно, на рисунке 11(a) показаны три типичные кривые поглощения, полученные для частот микроволнового излучения 64, 70 и 80 ГГц. На кривой поглощения, измеренной при $f = 64$ ГГц, наблюдается серия уже проидентифицированных резонансов с $m = 1, 2$ и 3. Также виден отстоящий отдельно по магнитному полю резонанс AP (Axisymmetric Plasmon), амплитуда которого сравнима с амплитудой фундаментального магнитоплазменного резонанса. Это указывает на то, что резонанс AP соответствует особому типу плазменных возбуждений в ДЭС. Действительно, ниже будет показано, что резонанс AP отвечает возбуждению плазменной моды с $m = 0$, которая имеет нулевой дипольный момент. Поэтому этот тип мод называют «тёмными» или осесимметричными плазмонами [19]. На рисунке 11(b) показана магнитодисперсия моды с $m = 0$ (красные

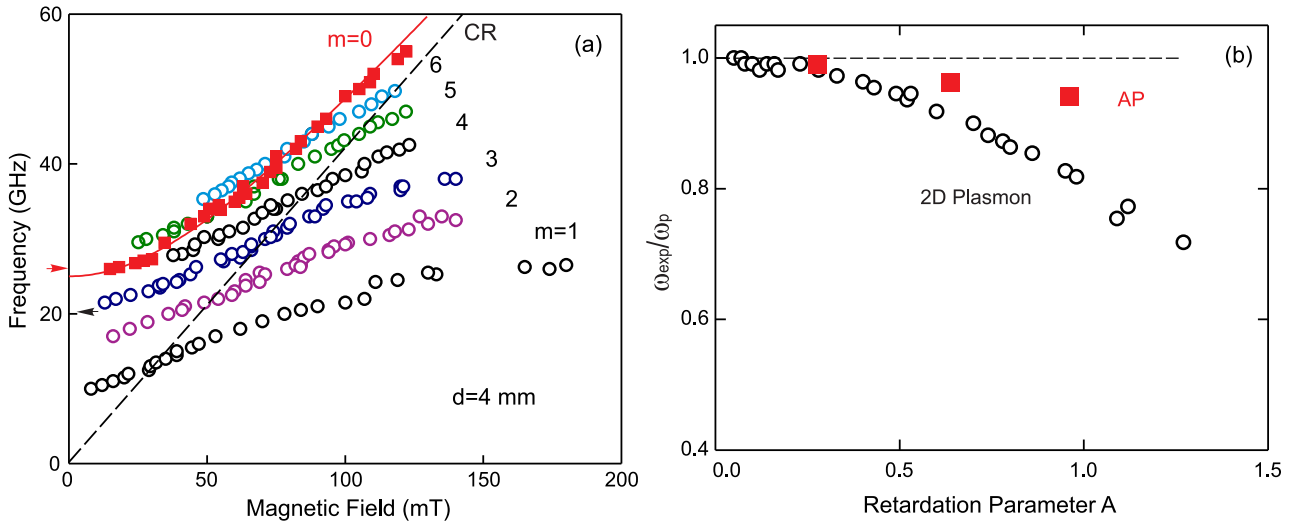


Рис. 12: (a) Магнитодисперсия дипольно активных «светлых» плазменных мод с $m = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ (пустые кружки) и «тёмной» моды с $m = 0$ (красные квадраты). Штриховая линия соответствует циклотронному резонансу (CR), сплошная красная кривая описывается зависимостью (13). (b) Нормированная плазменная частота $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ при $B = 0$ Т как функция безразмерного параметра запаздывания $A = \omega_p \sqrt{\epsilon} d / 2.4c$. Экспериментальные данные показанные пустыми кружками отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные точки соответствуют «тёмной» $m = 0$ осесимметричной моде.

точки). Магнитодисперсия хорошо описывается стандартным выражением (красная кривая)

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2. \quad (13)$$

Характерной особенностью осесимметричной плазменной моды является то, что у неё нет краевой ветви в магнитодисперсии. Это объясняется тем, что у осесимметричной моды отсутствуют узлы электронной плотности вдоль периметра образца ($m = 0$). В силу нулевого дипольного момента такие плазменные колебания невозможно возбудить при помощи однородного электромагнитного поля. Поэтому осесимметричные плазменные моды наблюдаются с использованием ближнеполевых методик [39]. Частота AP плазмона в нулевом магнитном поле определяется формулой (1), где волновой вектор $q = 7.9/d$ [19].

На рисунке 12(a) показана магнитодисперсия различных плазменных мод, измеренная на одиночном диске с диаметром $d = 4$ мм и электронной концентрацией $n_s = 3.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Магнитодисперсия фундаментальной магнито-плазменной моды (пустые кружки $m = 1$) имеет ряд особенностей, характерных для плазменных колебаний в режиме сильного запаздывания. Во-первых, плазменная частота в нулевом магнитном поле $f_p = 9$ ГГц оказывается значительно меньше, чем предсказываемое в теории значение $f_p = 20.3$ ГГц (чёрная стрелка на рис. 12(a)). Во-вторых, магнитодисперсионная зависимость фундамен-

тальной моды пересекает линию, отвечающую циклотронному резонансу (CR) и демонстрирует причудливое зигзагообразное поведение. Это сопровождается наличием веера кратных гармоник с аналогичными свойствами (пустые кружки на рис. 12(a)). Такое поведение дипольно активных магнитоплазменных мод свидетельствует об их плазмон-поляритонной природе как проявлении эффектов запаздывания. Для количественного сравнения связи света с различными типами плазменных возбуждений мы построили зависимость $\omega_{\text{exp}}/\omega_p$ от параметра запаздывания A (рис. 12(b)). Здесь ω_p — плазменная частота, вычисленная без учёта эффектов запаздывания. Пустые кружки отвечают дипольно активной фундаментальной $m = 1$ плазмон-поляритонной моде, тогда как красные квадраты соответствуют «тёмной» $m = 0$ осесимметричной моде (для двумерных дисков с диаметром $d = 4, 2$ и 0.5 мм). Обе зависимости стартуют с $\omega_{\text{exp}}/\omega_p = 1$ (штриховая линия) при малых значениях A . Однако ближе к $A = 1$ между модами видна существенная разница — отклонение от квазистатического приближения у «светлой» моды более чем в 3 раза больше чем у «тёмного» плазмон-поляритонного возбуждения.

Таким образом, впервые исследовано проявление эффектов запаздывания для «тёмных» осесимметричных плазменных возбуждений. Показано, что гибридизация этих возбуждений со светом во много раз меньше, чем гибридизация дипольно активных двумерных плазмонов. В перпендикулярном магнитном поле обнаружено необычное пересечение магнитодисперсий «светлых» и «тёмных» плазмон-поляритонных мод.

В девятой главе исследована дисперсия плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с близко расположенным задним и латеральным затвором. Установлено, что наличие хорошо проводящего затвора приводит к значительному уменьшению частоты плазменных волн и модификации их спектра. Особо следует отметить, что в структурах с задним затвором была реализована концепция перестраиваемого плазмонного «спектрометра-на-чипе». При развороте напряжения на заднем затворе были обнаружены интерференционные максимумы в сигнале фото-ЭДС, период которых оказался обратно пропорционален квадратному корню от 2D электронной плотности.

В двумерной электронной системе с задним затвором, находящемся на расстоянии h от квантовой ямы, найдено отличное согласие дисперсии плазменных возбуждений с теоретическим предсказанием [8]:

$$\omega_{\text{scr}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon \epsilon_0}} q \quad qh \ll 1, \quad (14)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_{\text{GaAs}} = 12.8$. Примечательно, что дисперсионный закон (14) носит линейный характер аналогичный акустическим волнам в различных средах. Поэтому двумерные плазменные волны в пределе сильной экранировки $qh \ll 1$ зачастую называют акустическими плазмонами. В настоящем разделе также проводится сравнительное исследование ширины магнитоплазменных резонансов для структур с задним затвором и без него. Установлено, что время жизни плазменного возбуждения определяется лишь электронным рассеянием, а не свойствами экранирующего затвора.

В образцах в форме дисков экспериментально наблюдались как циклотронное, так и краевое экранированные магнитоплазменные возбуждения. Установлено, что магнитополеное поведение обеих мод хорошо согласуется с существующей теорией, описывающей дисперсию экранированных магнитоплазменных возбуждений. Показано, что в сильном магнитном поле дисперсия циклотронной магнитоплазменной моды имеет квадратичный характер. Это позволяет поставить в соответствие магнитоплазменной волне квазичастицу с массой, обладающей целым рядом уникальных свойств.

Далее в рамках диссертационной работы исследуются интерференционные эффекты для двумерных плазменных волн в структурах с задним затвором. Установлено, что основным преимуществом структур такого типа является возможность контролируемо регулировать скорость плазмонов путем изменения электронной плотности посредством подачи напряжения на задний затвор. Интерференционный эффект наблюдается в виде периодических в шкале $1/\sqrt{n_s}$ осцилляций в сигнале фотонапряжения. Измерения проводились на структуре с ДЭС, находящейся в GaAs квантовой яме с шириной 18 нм. На расстоянии $h = 765$ нм от квантовой ямы находился n^+ - GaAs задний затвор. При подаче напряжения на задний затвор электронная плотность в ДЭС изменялась в пределах от $n_s = 0.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Измеряемый образец представлял собой мостик Холла с шириной 0.1 мм от которого отходило четыре полоски с длиной $L = 0.4$ мм и шириной $W = 0.05$ мм (вставка к рис. 13(a)). Каждая из полосок заканчивалась контактом. Сигнал фотонапряжения измерялся между одним из омических контактов (1) и заземленным контактом стока (D). На рис. 13(a) показаны типичные зависимости фотонапряжения в нулевом магнитном поле как функции электронной плотности при трёх частотах микроволнового излучения 28, 54 и 70 ГГц. Для каждой из частот сигнал имеет осцилляторную форму, где максимумы являются результатом конструктивной интерференции экранированных плазменных волн на длине полоски. То есть каждому максимуму можно приписать волновой вектор плазменной волны $q_N = N\pi/L$ ($N = 1, 3, 5 \dots$).

На рис. 13(b) показана полученная зависимость частоты плазменных резонансов от электронной концентрации. Экспериментальные точки ложатся на

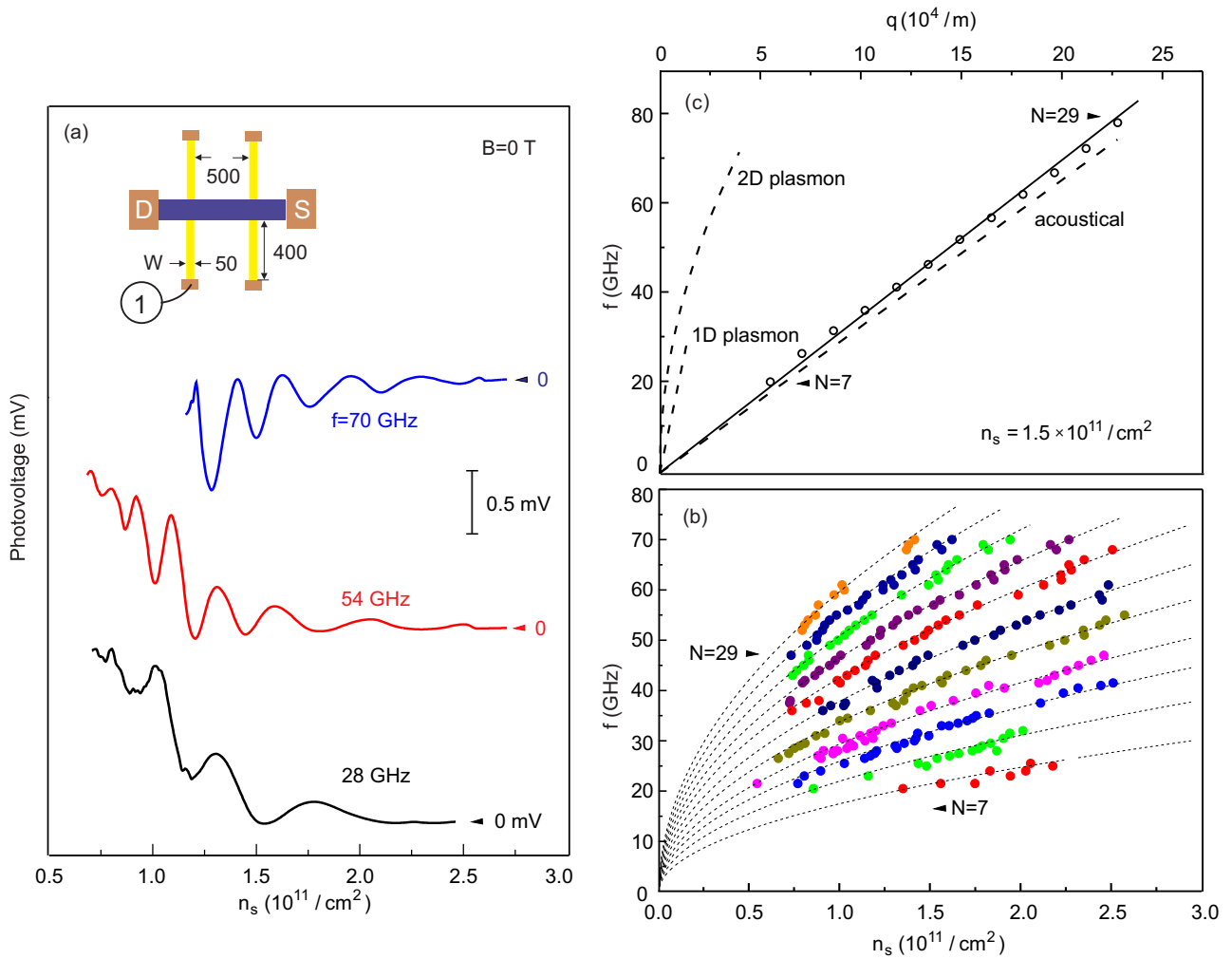


Рис. 13: (a) Зависимость фотонапряжения от электронной плотности, измеренная для трёх частот СВЧ облучения 28, 54 и 70 ГГц. Стрелками обозначен уровень сигнала без излучения. (b) $f(n_s)$ зависимость максимумов осцилляций фотонапряжения. (c) Дисперсия экранированных плазменных возбуждений в исследуемой структуре ($n_s = 1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$).

одиннадцать кривых (пунктирные линии), которые хорошо описываются корневой зависимостью $\sqrt{n_s}$ в соответствии с формулой (14). Каждой кривой можно сопоставить фиксированный волновой вектор экранированного плазмона $q_N = N\pi/L$ ($N = 7, 9, 11 \dots 29$). Для того, чтобы установить дисперсию наблюдаемых плазменных мод, необходимо зафиксировать на рис. 13(b) электронную концентрацию $n_s = 1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Далее, нужно пересечь кривые вертикальной прямой, соответствующей рассматриваемой концентрации. Точки пересечения этой прямой с кривыми на рис. 13(b) дадут значения частот для исследуемого плазменного возбуждения. Полученная таким образом дисперсионная зависимость показана на рис. 13(c). В согласии с теоретическим предсказанием (14), изображенным на рисунке пунктирной линией (acoustical), дисперсия имеет линейный характер.

Особо следует отметить, что Фурье-преобразование осцилляций фотонапряжения в шкале $1/\sqrt{n_s}$ позволяет сразу же узнать частоту излучения. Таким

образом, исследуемую структуру с задним затвором можно использовать как «спектрометр-на-чипе» для излучения микроволнового и терагерцового диапазона частот.

В заключение главы 9 приведены результаты исследования магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе, ограниченной в плоскости металлическим затвором. Показано, что наличие металлического затвора приводит к существенному уменьшению частоты наблюдаемых плазменных резонансов. Оказалось, что в эксперименте наблюдается увеличение коэффициента «смягчения» при уменьшении диаметра отверстия в экранирующем затворе. Наблюдаемое увеличение фактора «смягчения» свидетельствует о важности эффектовлатерального электродинамического экранирования 2D плазмонов боковыми металлическими электродами.

В заключении сформулированы выводы диссертации, а также приведены благодарности.

Публикации автора по теме диссертации

1. Andreev, I.V. Observation of acoustic plasma waves with a velocity approaching the speed of light / I.V. Andreev, V.M. Muravev, N.D. Semenov, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2021. — Vol. 103, issue 11. — P. 115420. — DOI: [10.1103/PhysRevB.103.115420](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.115420).
2. Муравьев, В.М. Коллективные плазменные возбуждения в двумерных электронных системах / В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // Усп. физ. наук. — 2020. — Т. 190, № 10. — С. 1041—1061. — DOI: [10.3367/UFNr.2019.07.038637](https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.07.038637).
3. Muravev, V.M. Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2020. — Vol. 102, issue 8. — P. 081301. — DOI: [10.1103/PhysRevB.102.081301](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.081301).
4. Зарезин, А.М. Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн / А.М. Зарезин, П.А. Гусихин, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — Т. 111, № 5. — С. 316—320. — DOI: [10.31857/S0370274X20050082](https://doi.org/10.31857/S0370274X20050082).
5. Muravev, V.M. A tunable plasmonic resonator using kinetic 2D inductance and patch capacitance / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, I.V. Kukushkin // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117, issue 15. — P. 151103. — DOI: [10.1063/5.0026034](https://doi.org/10.1063/5.0026034).
6. Khisameeva, A.R. Piezoplasmonics: Strain-induced tunability of plasmon resonance in AlAs quantum wells / A.R. Khisameeva, V.M. Muravev, I.V. Kukushkin // Applied Physics Letters. — 2020. — Vol. 117, no. 9. — P. 093102. — DOI: [10.1063/5.0012496](https://doi.org/10.1063/5.0012496).

7. Khisameeva, A. Comparative Study of the Two-Dimensional Plasma Excitations in the Heterostructures ZnO/MgZnO, AlAs/AlGaAs, and GaAs/AlGaAs / A. Khisameeva, A. Shchepetilnikov, V. Muravev, Y.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2020. — Vol. 130. — P. 594–601. — DOI: [10.1134/S1063776120020053](https://doi.org/10.1134/S1063776120020053).
8. Shchepetilnikov, A.V. Quantitative analysis of water content and distribution in plants using terahertz imaging / A.V. Shchepetilnikov, A.M. Zarezin, V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Kukushkin // *Optical Engineering*. — 2020. — Vol. 59, no. 6. — P. 1–7. — DOI: [10.1117/1.OE.59.6.061617](https://doi.org/10.1117/1.OE.59.6.061617).
9. Muravev, V.M. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Vol. 99, issue 24. — P. 241406. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.241406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.241406).
10. Muravev, V.M. Proximity plasma excitations in disk and ring geometries / V.M. Muravev, A.M. Zarezin, P.A. Gusikhin, A.V. Shupletsov, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Vol. 100, issue 20. — P. 205405. — DOI: [10.1103/PhysRevB.100.205405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.205405).
11. Khisameeva, A.R. Achieving balance of valley occupancy in narrow AlAs quantum wells / A.R. Khisameeva, A.V. Shchepetilnikov, V.M. Muravev, S.I. Gubarev, D.D. Frolov, Y.A. Nefyodov // *Journal of Applied Physics*. — 2019. — Vol. 125, no. 15. — P. 154501. — DOI: [10.1063/1.5079511](https://doi.org/10.1063/1.5079511).
12. Муравьев, В.М. Проявление эффектов запаздывания для ”темных” плазменных мод в двумерной электронной системе / В.М. Муравьев, И.В. Андреев, С.И. Губарев, П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2020. — Т. 109, № 10. — С. 685—688. — DOI: [10.1134/S0370274X19100084](https://doi.org/10.1134/S0370274X19100084).
13. Shchepetilnikov, A.V. Optimization of the frequency response of a novel GaAs plasmonic terahertz detector / A.V. Shchepetilnikov, B.D. Kaysin, P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, G.E. Tsydynzharov, Y.A. Nefyodov // *Optical and Quantum Electronics*. — 2019. — Vol. 51, no. 376. — P. 1–8. — DOI: [10.1007/s11082-019-2093-4](https://doi.org/10.1007/s11082-019-2093-4).
14. Загитова, А.А. Обнаружение ”темной” осесимметричной плазменной моды в одиночном диске двумерных электронов / А.А. Загитова, В.М. Муравьев, П.А. Гусихин, А.А. Фортуна-натов, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2018. — Т. 108, № 7. — С. 478—482. — DOI: [10.1134/S0370274X18190049](https://doi.org/10.1134/S0370274X18190049).
15. Khisameeva, A.R. Direct observation of a Γ - X energy spectrum transition in narrow AlAs quantum wells / A.R. Khisameeva, A.V. Shchepetilnikov, V.M. Muravev, S.I. Gubarev, D.D. Frolov, Y.A. Nefyodov // *Phys. Rev. B*. — 2018. — Vol. 97, issue 11. — P. 115308. — DOI: [10.1103/PhysRevB.97.115308](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.115308).
16. Gusikhin, P.A. Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks / P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, issue 17. — P. 176804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.176804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.176804).

17. Andreev, I.V. Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / I.V. Andreev, V.M. Muravev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96, issue 16. — P. 161405. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.161405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.161405).
18. Muravev, V.M. Observation of axisymmetric dark plasma excitations in a two-dimensional electron system / V.M. Muravev, I.V. Andreev, V.N. Belyanin, S.I. Gubarev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96, issue 4. — P. 045421. — DOI: [10.1103/PhysRevB.96.045421](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.045421).
19. Хисамеева, А.Р. Оптическое детектирование магнитоплазменных резонансов в непрямозонных AlAs/AlGaAs квантовых ямах / А.Р. Хисамеева, С.И. Губарев, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ.* — 2017. — Т. 106, № 1. — С. 29—33. — DOI: [10.7868/S0370274X17130069](https://doi.org/10.7868/S0370274X17130069).
20. Muravev, V.M. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93, issue 4. — P. 041110. — DOI: [10.1103/PhysRevB.93.041110](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110).
21. Muravev, V.M. Plasmonic interferometer for spectroscopy of microwave radiation / V.M. Muravev, A.A. Fortunatov, A.A. Dremin, I.V. Kukushkin // *JETP Letters.* — 2016. — Vol. 103. — P. 380—384. — DOI: [10.1134/S0021364016060084](https://doi.org/10.1134/S0021364016060084).
22. Муравьев, В.М. К вопросу о быстродействии терагерцовых плазмонных детекторов / В.М. Муравьев, В.В. Соловьев, А.А. Фортунатов, Г.Э. Цыдынжапов, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ.* — 2016. — Т. 103, № 12. — С. 891—894. — DOI: [10.7868/S0370274X16120110](https://doi.org/10.7868/S0370274X16120110).
23. Muravev, V.M. Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Т. 114, вып. 10. — С. 106805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.106805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.106805).
24. Gusikhin, P.A. Dispersion of volume relativistic magnetoplasma excitation in a gated two-dimensional electron system / P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, I.V. Kukushkin // *JETP Letters.* — 2015. — Vol. 102. — P. 749—753. — DOI: [10.1134/S002136401523006X](https://doi.org/10.1134/S002136401523006X).
25. Андреев, И.В. Когерентный и некогерентный вклады в затухание циклотронного магнитоплазменного резонанса двумерных электронов / И.В. Андреев, В.М. Муравьев, В.Н. Белянин, С.И. Губарев, И.В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — Т. 102, № 12. — С. 938—942. — DOI: [10.7868/S0370274X1524008X](https://doi.org/10.7868/S0370274X1524008X).
26. Muravev, V.M. Magnetoplasma excitations of two-dimensional anisotropic heavy fermions in AlAs quantum wells / V.M. Muravev, A.R. Khisameeva, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92, issue 4. — P. 041303. — DOI: [10.1103/PhysRevB.92.041303](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.041303).

27. Губарев, С.И. Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с сильным экранированием / С.И. Губарев, В.М. Муравьев, И.В. Андреев, В.Н. Белянин, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 102, № 7. — С. 517—520. — DOI: [10.7868/S0370274X15190121](https://doi.org/10.7868/S0370274X15190121).
28. Гусихин, П.А. Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе / П.А. Гусихин, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100, № 10. — С. 732—735. — DOI: [10.7868/S0370274X1422010X](https://doi.org/10.7868/S0370274X1422010X).
29. Andreev, I.V. Measurement of cyclotron resonance relaxation time in the two-dimensional electron system / I.V. Andreev, V.M. Muravev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin // Appl. Phys. Lett. — 2014. — Vol. 105. — P. 202106. — DOI: [10.1063/1.4902133](https://doi.org/10.1063/1.4902133).
30. Muravev, V.M. Ultrastrong coupling of high-frequency two-dimensional cyclotron plasma mode with a cavity photon / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2013. — Vol. 87, issue 4. — P. 045307. — DOI: [10.1103/PhysRevB.87.045307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.045307).
31. Muravev, V.M. Plasmonic detector/spectrometer of subterahertz radiation based on two-dimensional electron system with embedded defect / V.M. Muravev, I.V. Kukushkin // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 100. — P. 082102. — DOI: [10.1063/1.3688049](https://doi.org/10.1063/1.3688049).
32. Andreev, I.V. Acoustic magnetoplasmons in a two-dimensional electron system with a smooth edge / I.V. Andreev, V.M. Muravev, D.V. Smetnev, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86, issue 12. — P. 125315. — DOI: [10.1103/PhysRevB.86.125315](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.125315).
33. Андреев, И.В. Наблюдение акустических краевых магнитоплазмонов вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ / И.В. Андреев, В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Т. 96, № 8. — С. 588—592. — DOI: [10.1134/S0021364012200040](https://doi.org/10.1134/S0021364012200040).
34. Muravev, V.M. Spectroscopy of terahertz radiation using high- Q photonic crystal microcavities / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, G.E. Tsydynzhapov, A.A. Fortunatov, I.V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86, issue 23. — P. 235144. — DOI: [10.1103/PhysRevB.86.235144](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.235144).
35. Muravev, V.M. Observation of hybrid plasmon-photon modes in microwave transmission of coplanar microresonators / V.M. Muravev, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, W. Dietsche // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 83, issue 7. — P. 075309. — DOI: [10.1103/PhysRevB.83.075309](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.075309).
36. Сметнев, Д.В. Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах с различным профилем краевого обеднения / Д.В. Сметнев, В.М. Муравьев, И.В. Андреев, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2011. — Т. 94, вып. 2. — С. 141—145. — DOI: [10.1134/S0021364011140141](https://doi.org/10.1134/S0021364011140141).

37. Муравьев, В.М. Экспериментальное исследование плазменных возбуждений в несимметричных полосках двумерных электронов / В.М. Муравьев, А.А. Фортунатов, А.А. Дремин, И.В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2010. — Т. 92, № 7. — С. 513—517. — DOI: [10.1134/S0021364010190070](https://doi.org/10.1134/S0021364010190070).
38. А. А. Дремин и В. Е. Козлов и В. М. Муравьев и И. В. Кукушкин, С.И.Г. и. Плазменные волны в двумерной электронной системе при боковом экранировании металлическим затвором / С.И.Г. А. А. Дремин и В. Е. Козлов и В. М. Муравьев и И. В. Кукушкин и // Письма в ЖЭТФ. — 2009. — Т. 90, вып. 7. — С. 588—592. — DOI: [10.1134/S0021364009190096](https://doi.org/10.1134/S0021364009190096).
39. Muravev, V.M. Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures / V.M. Muravev, C. Jiang, I.V. Kukushkin, J.H. Smet, V. Umansky, K. Klitzing von // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75, issue 19. — P. 193307. — DOI: [10.1103/PhysRevB.75.193307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.193307).
40. Kukushkin, I.V. Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption / I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, J.H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. Klitzing von // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73, issue 11. — P. 113310. — DOI: [10.1103/PhysRevB.73.113310](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113310).

Список патентов

1. Пат. 2697568 Российская Федерация, МПК В 82 В 1/00, Н 01 L 27/14. Детектор субгерагерцового излучения на основе графена / Хисамеева А.Р., Муравьев В.М.; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук (ИФТТ РАН). — № 2019100310; заявл. 11.01.2019; опубл. 15.08.2019, Бюл. № 23. — 8 с.
2. Пат. 2402749 Российская Федерация, МПК G 01 J 3/45, В 82 В 1/00. Гетеродинный спектрометр электромагнитного излучения / Кукушкин И.В., Муравьев В.М.; заявитель и патентообладатель Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН (ИФТТ РАН). — № 2009118730/28; заявл. 19.05.2009; опубл. 27.10.2010, Бюл. № 30. — 9 с.
3. Пат. 2401479 Российская Федерация, МПК Н 01 J 43/04. Умножитель частоты на плазмонном механизме нелинейности / Кукушкин И.В., Муравьев В.М.; заявитель и патентообладатель Учреждение Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН (ИФТТ РАН). — № 2009122970/28; заявл. 17.06.2009; опубл. 10.10.2010, Бюл. № 28. — 7 с.

Список литературы

1. Klitzing, K.v. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K.v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Vol. 45, issue 6. — P. 494–497. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.45.494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494).
2. Tsui, D.C. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit / D.C. Tsui, H.L. Stormer, A.C. Gossard // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Vol. 48, issue 22. — P. 1559–1562. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.48.1559](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559).
3. Stern, F. Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas / F. Stern // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 18, issue 14. — P. 546–548. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.18.546](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546).
4. Grimes, C.C. Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium / C.C. Grimes, G. Adams // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Vol. 36, issue 3. — P. 145–148. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.36.145](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145).
5. Allen, S.J. Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers / S.J. Allen, D.C. Tsui, R.A. Logan // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Vol. 38, issue 17. — P. 980–983. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.38.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980).
6. Theis, T. Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer / T. Theis, J. Kotthaus, P. Stiles // *Solid State Communications*. — 1977. — Vol. 24, no. 4. — P. 273–277. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(77\)90205-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(77)90205-8).
7. Kukushkin, I.V. Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons / I.V. Kukushkin, J.H. Smet, S.A. Mikhailov, D.V. Kulakovskii, K. Klitzing von, W. Wegscheider // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90, issue 15. — P. 156801. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.156801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801).
8. Чаплик, А.В. Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности / А.В. Чаплик // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 62. — С. 746.
9. Muravev, V.M. Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114, issue 10. — P. 106805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.114.106805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.106805).
10. Zabolotnykh, A.A. Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems / A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Vol. 99, issue 16. — P. 165304. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.165304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165304).
11. Muravev, V.M. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Vol. 99, issue 24. — P. 241406. — DOI: [10.1103/PhysRevB.99.241406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.241406).
12. Pengelly, R.S. *Microwave Field-Effect Transistors: Theory, design and applications* / R.S. Pengelly // Scitech Publishing. — 1994.

13. Fleischmann, M. Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode / M. Fleischmann, P. Hendra, A. McQuillan // *Chemical Physics Letters*. — 1974. — Vol. 26, no. 2. — P. 163–166. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0009-2614\(74\)85388-1](https://doi.org/10.1016/0009-2614(74)85388-1).
14. Kukushkin, I.V. Cyclotron resonance of composite fermions / I.V. Kukushkin, J.H. Smet, K.v. Klitzing, W. Wegscheider // *Nature*. — 2002. — Vol. 415. — P. 409. — DOI: [10.1038/415409a](https://doi.org/10.1038/415409a).
15. Muravev, V.M. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, V.N. Belyanin, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Vol. 93, issue 4. — P. 041110. — DOI: [10.1103/PhysRevB.93.041110](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110).
16. Arnold Sommerfeld. Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes / Arnold Sommerfeld // *Ann. Phys. (NY)*. — 1899. — Vol. 303. — P. 233–290.
17. Mackens, U. Minigaps in the Plasmon Dispersion of a Two-Dimensional Electron Gas with Spatially Modulated Charge Density / U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager, J.P. Kotthaus, W. Beinvogl // *Phys. Rev. Lett.* — 1984. — Vol. 53, issue 15. — P. 1485–1488. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.53.1485](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1485).
18. Demel, T. One-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs quantum wires / T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 66, issue 20. — P. 2657–2660. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.66.2657](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2657).
19. Fetter, A.L. Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry / A.L. Fetter // *Phys. Rev. B*. — 1986. — Vol. 33, issue 8. — P. 5221–5227. — DOI: [10.1103/PhysRevB.33.5221](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221).
20. Kukushkin, I.V. Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption / I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, J.H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. Klitzing von // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 73, issue 11. — P. 113310. — DOI: [10.1103/PhysRevB.73.113310](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113310).
21. Chiu, K. Infrared magneto-transmittance of a two-dimensional electron gas / K. Chiu, T. Lee, J. Quinn // *Surface Science*. — 1976. — Vol. 58, no. 1. — P. 182–184. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90132-1](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90132-1).
22. Mikhailov, S.A. Radiative decay of collective excitations in an array of quantum dots / S.A. Mikhailov // *Phys. Rev. B*. — 1996. — Vol. 54, issue 15. — P. 10335–10338. — DOI: [10.1103/PhysRevB.54.10335](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.10335).
23. Falko, V.I. What if a film conductivity exceeds the speed of light? / V.I. Falko, D.E. Khmel'nitskii // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1989. — Vol. 95. — P. 1988.
24. Dicke, R.H. Coherence in Spontaneous Radiation Processes / R.H. Dicke // *Phys. Rev.* — 1954. — Vol. 93, issue 1. — P. 99–110. — DOI: [10.1103/PhysRev.93.99](https://doi.org/10.1103/PhysRev.93.99).
25. Gusikhin, P.A. Drastic Reduction of Plasmon Damping in Two-Dimensional Electron Disks / P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, issue 17. — P. 176804. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.176804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.176804).

26. Mikhailov, S.A. Microwave response of a two-dimensional electron stripe / S.A. Mikhailov, N.A. Savostianova // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71, issue 3. — P. 035320. — DOI: [10.1103/PhysRevB.71.035320](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320).
27. Burke, P.J. High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas / P.J. Burke, I.B. Spielman, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, K.W. West // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — Vol. 76. — P. 745.
28. Kukushkin, I.V. Reduction of the electron density in GaAs-AlGaAs single heterojunctions by continuous photoexcitation / I.V. Kukushkin, K. Klitzing von, K. Ploog, V.E. Kirpichev, B.N. Shepel // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Vol. 40, issue 6. — P. 4179–4182. — DOI: [10.1103/PhysRevB.40.4179](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.4179).
29. Shayegan, M. Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs / M. Shayegan, E.P. De Poortere, O. Gunawan, Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, K. Vakili // *physica status solidi (b)*. — 2006. — Vol. 243, no. 14. — P. 3629–3642. — DOI: [10.1002/pssb.200642212](https://doi.org/10.1002/pssb.200642212).
30. Allen, S.J. Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures / S.J. Allen, H.L. Störmer, J.C.M. Hwang // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Vol. 28, issue 8. — P. 4875–4877. — DOI: [10.1103/PhysRevB.28.4875](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875).
31. Volkov V.A., M.S. Edge magnetoplasmons: low-frequency weakly damped excitations in inhomogeneous twodimensional electron systems / M.S. Volkov V.A. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1988. — Vol. 94. — P. 217–241.
32. Yamada, S. X-conduction-electron transport in very thin AlAs quantum wells / S. Yamada, K. Maezawa, W.T. Yuen, R.A. Stradling // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Vol. 49, issue 3. — P. 2189–2192. — DOI: [10.1103/PhysRevB.49.2189](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.2189).
33. Stadt, A. van de. Xz-Xxy crossover in a two-dimensional electron gas in AlAs / A. Stadt van de, P. Koenraad, J. Perenboom, J. Wolter // *Surface Science.* — 1996. — Vol. 361/362. — P. 521–524. — DOI: [10.1016/0039-6028\(96\)00460-8](https://doi.org/10.1016/0039-6028(96)00460-8).
34. Vakili, K. Spin Susceptibility of Two-Dimensional Electrons in Narrow AlAs Quantum Wells / K. Vakili, Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, E.P. De Poortere, M. Shayegan // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92, issue 22. — P. 226401. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.92.226401](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.226401).
35. Gokmen, T. Effective mass suppression upon complete spin-polarization in an isotropic two-dimensional electron system / T. Gokmen, M. Padmanabhan, K. Vakili, E. Tutuc, M. Shayegan // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, issue 19. — P. 195311. — DOI: [10.1103/PhysRevB.79.195311](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.195311).
36. Dresselhaus, G. Cyclotron Resonance of Electrons and Holes in Silicon and Germanium Crystals / G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 98, issue 2. — P. 368–384. — DOI: [10.1103/PhysRev.98.368](https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.368).
37. Vasiliadou, E. Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures / E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K.v. Klitzing, H. Nickel // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 48, issue 23. — P. 17145–17148. — DOI: [10.1103/PhysRevB.48.17145](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.17145).

38. Aleiner, I.L. Novel edge excitations of two-dimensional electron liquid in a magnetic field / I.L. Aleiner, L.I. Glazman // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Vol. 72, issue 18. — P. 2935–2938. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.72.2935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.2935).
39. Glattli, D.C. Dynamical Hall Effect in a Two-Dimensional Classical Plasma / D.C. Glattli, E.Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, F.I.B. Williams // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 54, issue 15. — P. 1710–1713. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.54.1710](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710).