

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ И ПОЛЯРИТОННЫЕ
ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность 01.04.07. – физика конденсированного состояния

**Автореферат диссертации
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Черноголовка 2010

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт
физики твердого тела РАН

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

Официальные оппоненты:

член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук
Чаплик Александр Владимирович

член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук
Сибельдин Николай Николаевич

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Институт
спектроскопии РАН (Троицк)

Защита состоится “ ” 2010 года в 10.00 часов на заседании дис-
сертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии наук
Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка, Москов-
ская область, ул. Институтская 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “ ” 2010 года

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Муравьев В. М., 2010
© Институт физики твердого тела РАН, 2010
© Институт проблем химической физики РАН, 2010

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Одной из самых актуальных и бурно развивающихся областей физики твердого тела в последние десятилетия является исследование полупроводниковых низкоразмерных электронных систем. Изучение электронных систем пониженной размерности привело к открытию целого ряда принципиально новых фундаментальных физических явлений — целочисленного и дробного квантового эффекта Холла [1, 2]. Центральным вопросом физики низкоразмерных электронных систем является изучение спектра коллективных возбуждений системы. Одним из типов коллективных возбуждений электронной системы является волна зарядовой плотности — плазмон. Плазменные возбуждения в низкоразмерных электронных системах интенсивно изучаются уже более полувека [3]. Отчасти такой интерес связан с множеством уникальных свойств, отличающих плазменные возбуждения в двумерных электронных системах от их трехмерных аналогов. В отличие от трехмерного случая, двумерные плазмоны представляют собой низкочастотные колебания электронной плотности с бесщелевым дисперсионным законом [4]. Кроме того, в ограниченных двумерных электронных системах (ДЭС) возникает особый тип коллективных возбуждений — краевой магнитоплазмон [5, 6]. Существование краевых магнитоплазменных возбуждений обусловлено наличием бесщелевых краевых электронных состояний на уровне Ферми, играющих первостепенную роль в формировании состояний квантового эффекта Холла.

В отличие от электромагнитных волн скорость плазменных волн в двумерных электронных системах легко регулируется путем изменения электронной концентрации или магнитного поля. Это свойство делает плазменные волны в низкоразмерных электронных системах гибким и удобным объектом для физических исследований. Возможность манипулировать плазменными волнами в пределах одного чипа делает осуществимым целый ряд классических и квантовых интерференционных экспериментов [7]. Эти эксперименты требуют глубокого понимания процессов возбуждения, распространения и интерференции плазменных волн в электронных системах пониженной размерности. Поскольку длина когерентности плазменных волн напрямую зависит от времени электронной релаксации, то оптимальными структурами для интерференционных экспериментов являются полупроводниковые GaAs/AlGaAs гетероструктуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Электронные подвижности в таких структурах достигают рекордных величин $5 \times 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Явление взаимодействия электромагнитного излучения с веществом уже несколько десятков лет привлекает внимание исследователей. С одной стороны, этот интерес стимулирован многими нерешенными вопросами квантовой электродинамики [8]. Например, при сильной связи атома с электромагнитным полем моды резонатора наблюдаются осцилляции Раби между атомными состояниями. С другой стороны, при взаимодействии электро-

магнитной волны с возбуждениями среды может образовываться составная квазичастица — поляритон [9]. Энергия поляритонов состоит частично из электромагнитной и частично из энергии собственных возбуждений среды. Изучение когерентных свойств экситонных поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах стимулировало развитие многих новых научных направлений [10], одним из которых является исследование крупных пространственно-временных когерентностей. Исследование плазменных поляритонов на поверхности металлов привело к открытию целого класса новых физических явлений, таких как аномальное прохождение света через дифракционную решетку, плазменная оптика, лазер на металлической нано-сфере [11, 12]. Плазменные поляритоны в системе двумерных электронов обладают несравненным преимуществом — их свойства контролируемо регулируются в широких пределах путем изменения электронной плотности системы или приложения внешнего магнитного поля. Поэтому вопрос изучения плазменных поляритонов в ДЭС представляется крайне интересным.

В последние годы появился значительный интерес к изучению плазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах, стимулированный возможными приложениями в области терагерцовых (0.3 — 10 ТГц) электронных приборов [13]. Практическое применение плазменных волн в электронных устройствах обусловлено с одной стороны возможностью контролируемо управлять законом дисперсии плазмонов с помощью изменения электронной плотности или приложения внешнего магнитного поля. Это свойство плазмонов находит применение при создании миниатюрных, перестраиваемых спектрометров и детекторов миллиметрового/субмиллиметрового излучения [14]. С другой стороны, практическое применение плазменных волн обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов [15]. Быстродействие всех современных электронных устройств ограничено конечной дрейфовой скоростью носителей заряда (100 ГГц). Одной из возможностей повысить быстродействие является использование в качестве переносчиков электрических сигналов плазменные волны. Действительно, 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.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование плазменных интерференционных эффектов, коллективных плазменных возбуждений в системах с различным диэлектрическим окружением, а также гибридных плазмон-поляритонных возбуждений в низкоразмерных электронных системах.

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

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выно-

симые на защиту:

1. Разработана оригинальная ректификационная методика детектирования магнитоплазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах. Методика прошла апробацию вплоть до комнатных температур. С помощью этой методики были детально исследованы процессы возбуждения, распространения и интерференции плазменных волн в двумерных электронных системах.
2. Исследован нелинейный плазмонный отклик двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. На базе этой системы продемонстрирована и исследована работа электронного устройства на плазмонном нелинейном отклике с рекордным быстродействием не более $\tau = 25$ пс.
3. Изучены зависимости длины пробега плазмона от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, величины магнитного поля и температуры системы. Установлено, что полученные зависимости находятся в качественном согласии с существующими теоретическими расчетами.
4. Исследовано распространение плазменных волн в плазмонном кристалле, представляющем собой полоску двумерного электронного газа с модулированной шириной. Обнаружены фундаментальная и несколько кратных щелей в спектре плазменных возбуждений. Установлено, что образование щелей является следствием многолучевой интерференции плазменных волн, рассеянных на каждом из периодов кристалла. Измерено влияние магнитного поля, электронной концентрации и периода кристалла на положение спектральных щелей.
5. В структурах с задним затвором установлено, что скорость плазмонов контролируемо регулируется путем изменения электронной плотности. Это используется для изучения эффектов интерференции экранированных плазменных волн в нулевом магнитном поле.
6. Исследованы дисперсия магнитоплазменных и плазменных возбуждений в двумерных электронных системах с полным задним и частичным латеральным экранированием металлическим затвором. Обнаружено значительное уменьшение частоты плазменных волн в системах с экранированием.
7. Транспортной и оптической методиками проведено исследование резонансного микроволнового поглощения полосок двумерных электронов с различными геометрическими размерами и электронной плотностью. Установлено, что результаты, полученные обеими методиками, находятся в хорошем согласии друг с другом. Изучено влияние эффектов гибридизации на спектр коллективных возбуждений ДЭС в полосках.
8. Исследовано микроволновое пропускание копланарного резонатора, напыленного на поверхность образца над двумерной электронной систе-

мой. В сигнале пропускания наблюдается ряд резонансов, соответствующих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. Впервые реализован и изучен режим сильной связи между плазмоном и фотонной модой резонатора. Продемонстрирована аномально большая величина частоты Раби по сравнению с частотами невозмущенных мод. Исследовано влияние электронной плотности и магнитного поля на спектр поляритонного возбуждения.

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 при создании и разработке систем терагерцовой электроники.

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на VIII и IX Российской Конференции по Физике Полупроводников (2007 г. и 2009 г.), V Международной Конференции по Мезоскопическим и Сильно Коррелированным Электронным Системам (2009 г., г. Черногоровка), XVII Международном Симпозиуме по Наноструктурам (2009 г., г. Минск), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН, Институте Макса Планка (Штутгарт), Регенсбургском Университете.

Премии. За научно-практические результаты, изложенные в диссертации автор был награжден Государственной Премией в Области Науки и Инноваций им. В. Зворыкина (2008 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 объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет ____ страниц, включая ____ рисунков.

Содержание диссертации.

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

В первой главе приводится обзорное описание основных экспериментальных и теоретических результатов исследований коллективных плазменных возбуждений в трехмерных и в низкоразмерных электронных системах. Дополнительно приводятся результаты работ по исследованию плазменных волн применительно к созданию устройств терагерцовой электроники.

Вторая глава представляет собой описание технологии изготовления образцов, а также используемых экспериментальных методик. В отдельных

параграфах приведено описание используемых ректификационной, транспортной, оптической 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, Институт Макса Планка). В стандартном случае процесс фотолитографии содержал три литографических шага: травление мезы, нанесение и вжигание контактов, напыление затворов. Последние два шага проводились методом высоковакуумного термического напыления. Для изготовления контактов применялся сплав Ni – Ge – Au, затворный слой состоял из Cr и Au.

Исследования проводились на высококачественных гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для данного класса структур в GaAs квантовой яме образовывался двумерный электронный слой. Для образования в квантовой яме слоя двумерных электронов, на некотором расстоянии от квантовой ямы в AlGaAs барьере производилось δ - легирование кремнием, электроны с которого туннелировали в яму. Поскольку электронный слой пространственно отделен от слоя кремниевых доноров, то в таких структурах удается достичь рекордных значений электронной подвижности. Различная степень легирования позволяла задавать электронную плотность в квантовой яме. Для используемых в экспериментах образцов электронная плотность составляла от $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $8.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при типичной электронной подвижности $1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Часть структур имело выращенный на стадии молекулярно-пучковой эпитаксии n^+ - GaAs задний затвор. При подаче напряжения на этот затвор электронная плотность в квантовой яме контролируемо регулировалась в широких пределах. Типичное расстояние от квантовой ямы до заднего затвора составляло 765 нм.

Для измерения магнитоплазменных резонансов в низкоразмерных электронных системах использовались четыре экспериментальные методики:

1. Оригинальная ректификационная методика, основанная на детектировании магнитоплазменных резонансов посредством помещения в электронную систему нелинейных дефектов, приводящих к выпрямлению переменного потенциала плазменной волны [15].
2. Транспортная методика, основанная на том, что при резонансе микроволнового излучения с плазменной волной, электронная система испытывает разогрев [17, 18]. В свою очередь увеличение электронной температуры приводит к детектируемому росту магнитосопротивления системы, поскольку механизмы электронного рассеяния чувствительны к температуре.
3. Оптическая методика, основанная на сравнении спектров люминесценции двумерной электронной системы, измеренных в условиях микроволнового облучения и в его отсутствие [19, 20]. Когда микроволновое излучение находится в резонансе с плазмонной модой, электронная си-

стема испытывает разогрев. Результатом резонансного разогрева является детектируемое изменение формы линии излучательной рекомбинации двумерных электронов.

4. Микрополосковая методика, основанная на измерении затухания высокочастотного сигнала, распространяющегося вдоль копланарного волновода, нанесенного на поверхность образца [21]. Затухание определяется параметрами волновода и действительной частью диагональной компоненты тензора проводимости ДЭС.

Ректификационной методике уделяется особое внимание, поскольку она была непосредственно разработана автором диссертации и обладает рядом преимуществ: нечувствительностью к температуре, способностью пространственного детектирования амплитуды плазменной волны. Показано, что отклик системы с дефектом обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе. Причем на базе исследованного плазмонного механизма нелинейности была продемонстрирована работа электронного устройства (смесителя) с рекордным быстродействием не более $\tau = 25$ пс.

В зависимости от используемого диапазона частот микроволновое излучение подводилось к образцу посредством коаксиального кабеля, микрополосковой линии, прямоугольного волновода или через окно криостата. Исходя из конфигурации эксперимента, при измерениях производилась развертка по полю при постоянной частоте СВЧ излучения и электронной плотности, либо развертка по частоте при постоянном магнитном поле и плотности, либо развертка по электронной плотности при постоянном магнитном поле и частоте. Диапазон микроволновых частот в наших экспериментах составлял 1 – 700 ГГц, при мощности СВЧ на входе передающей линии от 0.1 – 100 мВт. Указанный диапазон частот перекрывался микроволновым генератором AGILENT E8257 и серией ламп обратной волны. Образец закреплялся перпендикулярно магнитному полю, которое создавалось сверхпроводящим магнитом, в геометрии Фарадея. Детектирование сигнала фотонапряжения и фотосопротивления осуществлялось с помощью синхронного детектора (SR 830). При измерениях фотосопротивления через образец пропускался переменный ток с амплитудой 0.1 – 1 мкА на частоте модуляции 13 Гц, а при измерениях фотонапряжения микроволновое излучение модулировалось с частотой 1 кГц. Разворот электронной плотности осуществлялся путем подачи напряжения от источника (YOKOGAWA 7561) на задний затвор структуры. Измерения транспортной и оптической методиками проводились при температуре 1.5 К, тогда как ректификационная и микрополосковая методики успешно применялись в температурном диапазоне 1.5 – 300 К.

При использовании методики оптического детектирования магнитоплазменных резонансов для фотовозбуждения системы использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 750 нм и мощностью приблизительно 0.1 мВт. Излучение от лазера при помощи системы линз фокусировалось в

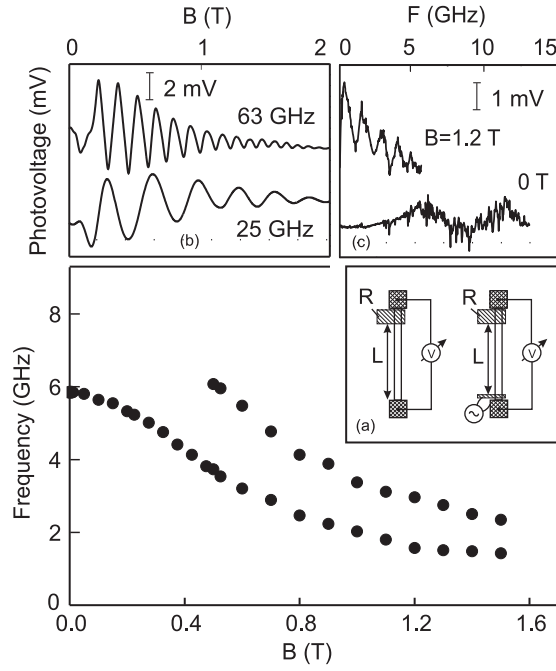


Рис. 1: (a) Конфигурация образца при измерениях ректификационной методикой. (b) Осцилляции фотонапряжения, измеренные для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц на полоске длиной $L = 0.2$ мм при развороте магнитного поля. Концентрация двумерных электронов в структуре равнялась $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (c) Осцилляции фотонапряжения, измеренные для двух величин магнитного поля 0 и 1.2 Т на полоске длиной $L = 1.8$ мм при развороте частоты. Концентрация двумерных электронов в структуре равнялась $n_s = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В центральной части рисунка показана магнитодисперсия для плазмонных мод с $q = \pi/L$ и $q = 2\pi/L$ для $L = 1.8$ мм.

световод, который доставлял его к образцу. Тот же световод собирал сигнал фотолюминисценции, который анализировался с помощью двойного спектрометра с разрешением 0.03 мэВ и CCD-камеры. Измерения оптической методикой проводились при температуре на образце 4.2 К.

Управление всеми приборами: СВЧ генератором, лампами обратной волны, магнитным полем криостата, синхронными детекторами, источниками напряжения, вольтметрами, микроволновым спектроанализатором, двойным спектрометром и CCD-камерой осуществлялось через компьютер.

Во втором разделе главы 2 рассматривается разработанная автором оригинальная ректификационная методика, позволяющая детектировать коллективные плазменные возбуждения в низкоразмерных электронных системах. Преимуществами методики являются широкий рабочий температурный диапазон (вплоть до комнатной температуры), а также возможность

пространственного разделения места возбуждения и детектирования амплитуды плазменной волны.

Для реализации методики необходимо, чтобы направленное электромагнитное излучение согласованно возбуждало плазменную волну в двумерной системе, а после переменный потенциал плазмона преобразовывался в измеряемое постоянное напряжение. Плазмоны возбуждались посредством антенны в виде металлизированной контактной площадки, либо посредством щелевой антенны (рис. 1а). В первом случае излучение на образец поступает по микроволновому прямоугольному тракту, а во втором по согласованной с коаксиальным кабелем микрополосковой линии. После возбуждения плазменная волна распространяется вдоль полоски ДЭС, на другом конце которой она испытывает отражение. Между падающей и отраженной волной происходит интерференция с образованием сложного распределения потенциала внутри полоски. При условии конструктивной интерференции $qL = \pi N$ ($N = 1, 2 \dots$), где L – длина полоски, q – волновой вектор плазмона, на противоположном относительно точки возбуждения конце полоски образуется пучность переменного потенциала. В пучность переменного потенциала помещается нелинейный элемент – любой дефект/неоднородность в параметрах или топологии двумерной электронной системы. Переменный потенциал плазменной волны выпрямляется на дефекте, преобразуясь в измеряемый сигнал фотонапряжения. На рис. 1а в качестве нелинейного дефекта выступает неоднородность в электронной плотности, создаваемая путем обеднения области под затвором. Экспериментально было установлено, что чем больше неоднородность в электронной плотности, тем более нелинейными свойствами обладает система, обуславливая рост детектируемого сигнала. На рис. 1б показаны осцилляции фотонапряжения, измеренные для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц на полоске длиной $L = 0.2$ мм при развороте магнитного поля. Видно, что период осцилляций обратно пропорционален частоте излучения [7]. Действительно, дисперсия краевых магнитоплазменных волн (КМП) описывается выражением $\omega \propto n_s q / B$ [6]. Отсюда следует, что последовательные максимумы магнитоплазменной интерференции находятся на равном расстоянии $\Delta B \propto n_s / \omega$, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. На рис. 1с показаны осцилляции фотонапряжения, измеренные для двух величин магнитного поля 0 и 1.2 Т на полоске длиной $L = 1.8$ мм при развороте частоты. Это является иллюстрацией эффекта интерференции плазменных волн в нулевом магнитном поле. Путем построения частотного положения плазменных резонансов от величины магнитного поля можно восстановить магнитодисперсию плазменных возбуждений. На рис. 1 изображена магнитодисперсия для плазменных мод с $q = \pi/L$ и $q = 2\pi/L$ для $L = 1.8$ мм.

Нелинейный плазменный отклик системы со встроенным дефектом может быть использован для создания элементов сверхбыстрой терагерцовой электроники. В диссертационной работе исследована работа электронного устройства (смесителя) на плазменном отклике с рекордным быстродействием. Установлено, что время отклика системы составляет не более $\tau = 25$ пс.

Третья глава посвящена изучению эффектов двулучевой и многолучевой интерференции плазменных волн в ДЭС. Для наблюдения эффектов интерференции плазмонов [7] необходимо, чтобы длина пробега плазмона L_p превышала расстояние от места возбуждения до места интерференции L . Поэтому важным представляется вопрос об изучении длины пробега плазменных волн. Эксперименты, выполненные в рамках диссертационной работы показали, что в электронных системах с подвижностью $\mu = 10^6$ см²/В·с длина пробега может достигать нескольких миллиметров. Это обстоятельство позволяет наблюдать и изучать эффекты плазменной интерференции на структурах макроскопического (миллиметрового) размера. Эффекты многолучевой интерференции плазменных волн изучались в плазменных кристаллах. Под плазменным кристаллом понимается полоска ДЭС вдоль которой периодически модулируется один из ее параметров. Например, таким параметром может выступать электронная плотность или ширина полоски. Модуляция параметра приводит к периодической модуляции плазменной скорости вдоль кристалла. Вследствие этого в спектре плазменных возбуждений экспериментально наблюдается образование щелей. Этот знаменитый эффект хорошо изучен на примере световых волн в фотонных кристаллах. Однако, до настоящего времени не предпринималось существенных попыток его изучения на примере плазменных волн, которые являются более гибким объектом для исследований эффектов многолучевой интерференции. Действительно, дисперсию плазменных волн (и, следовательно, положение щелей в спектре) легко регулировать путем изменения электронной концентрации или магнитного поля.

В первом разделе главы 3 изучается распространение плазменных волн в двумерной электронной системе. Исследуется влияние температуры, частоты микроволнового излучения, электронной плотности и величины магнитного поля на длину пробега плазменных волн в структурах с экранирующим затвором и без него. Влияние перечисленных параметров на длину пробега отслеживалось по амплитуде магнито-осцилляций фотонапряжения.

Выразим амплитуду магнито-осцилляций фотонапряжения U , вызванных интерференцией краевых магнитоплазменных волн, через их длину пробега L_{emp} . Поскольку в месте интерференции вблизи дефекта происходит сложение амплитуд испущенной волны и волны, прошедшей расстояние L , то падение напряжения на дефекте U_r , вызванное нелинейной квадратичностью и выпрямлением на нем, равно $U_r = U_0 |1 + e^{-iqL}|^2$, где U_0 — амплитуда испущенной плазменной волны, $q = q_1 - iq_2$, $q_1 \propto \omega B/n_s$ — волновой вектор плазмона [6], а $q_2 = 1/L_{\text{emp}}$ — член, отвечающий за его затухание. После преобразования этого уравнения имеем

$$U_r = U_0 (1 + e^{-2q_2 L} + 2e^{-q_2 L} \cos q_1 L). \quad (1)$$

Согласно (1) амплитуда магнито-осцилляций фотонапряжения убывает с уменьшением L_{emp} по закону

$$U \propto e^{-q_2 L} = e^{-L/L_{\text{emp}}}. \quad (2)$$

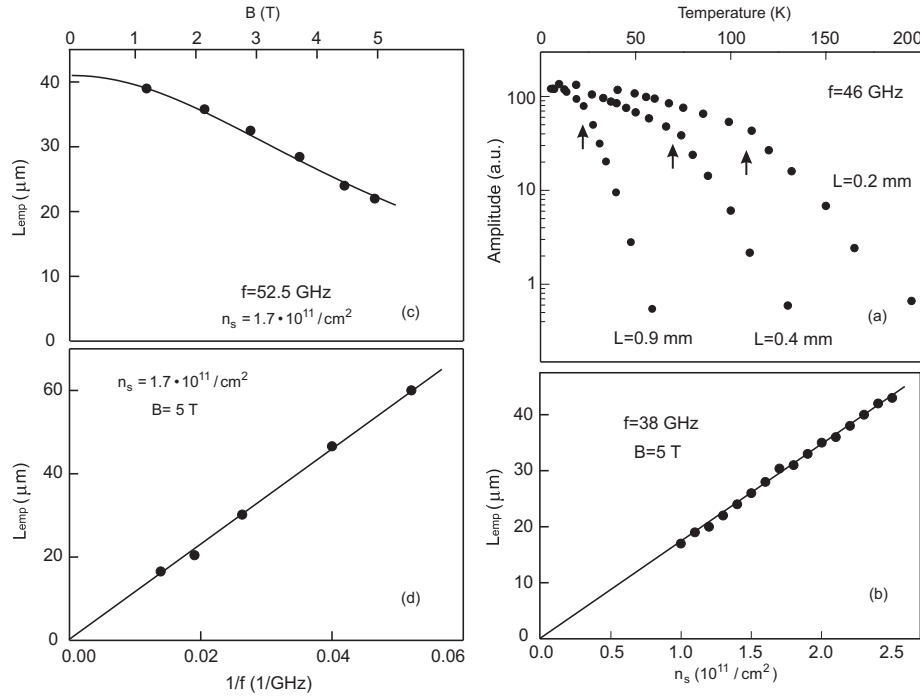


Рис. 2: (a) Температурные зависимости амплитуды магнито-осцилляций фотонапряжения, измеренные на частоте СВЧ излучения $f = 46$ ГГц для различных длин L . Измерения производились на структуре без заднего затвора. Резкое падение амплитуды осцилляций при температуре $T_c \approx 20$ К для $L = 0.9$ мм говорит о том, что длина пробега плазменных волн при пониженных температурах может достигать миллиметров. (b) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от концентрации двумерных электронов, измеренная при частоте микроволнового излучения $f = 38$ ГГц и магнитном поле $B = 5$ Т. (c) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от величины магнитного поля при частоте микроволнового излучения $f = 52.5$ ГГц и концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (d) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от частоты микроволнового излучения при концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и магнитном поле $B = 5$ Т. Эксперименты на образце с задним затвором проводились при температуре $T = 4.2$ К.

Таким образом, по амплитуде магнито-осцилляций фотонапряжения можно судить о длине пробега плазменных возбуждений в электронной системе. Затухание плазменных волн зависит, во-первых, от электронного рассеяния и, во-вторых, от радиационных потерь. Поскольку диагональная компонента тензора сопротивлений электронной системы в условиях наших экспериментов велика по сравнению с волновым сопротивлением вакуума, то радиационными потерями можно пренебречь. Согласно теоретическому рассмот-

рению [22] длина пробега КМП вдоль края полубесконечной электронной системы при пренебрежении радиационными потерями описывается следующим выражением:

$$L_{\text{emp}} \propto \frac{n_s e^2 \tau}{m^* \omega} \frac{1}{1 + 0.09 \frac{\omega_c \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}}, \quad (3)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, $m^* = 0.067m$ – эффективная масса электронов в GaAs, τ – время импульсной релаксации электронов. Подобное поведение длины пробега плазмонов от параметров системы будет качественно подтверждено экспериментом.

Измерения производились на двух типах структур с экранирующим задним затвором и без него. Структуры без экранирующего затвора представляли собой GaAs/AlGaAs одиночный гетеропереход. Электронная плотность в которых равнялась $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при подвижности двумерных электронов $1.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Структуры с экранирующим затвором представляли собой 18 нм GaAs/AlGaAs квантовые ямы. На расстоянии $d = 765$ нм от ямы находился n^+ - GaAs задний затвор. При подаче различных напряжений на задний затвор электронная плотность изменялась в пределах от $n_s = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а электронная подвижность от $1.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $5.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. При измерениях применялась ректификационная методика.

Рис. 2а демонстрирует влияние температуры на амплитуду B -периодических осцилляций в структуре без экранирования. При увеличении температуры происходит заметное падение амплитуды осцилляций, что согласно формуле (2) свидетельствует об уменьшении длины пробега плазмона. Видно, что с увеличением расстояния от места возбуждения плазмона до места интерференции L уменьшается критическая температура T_c , при которой наблюдается резкое падение амплитуды магнитопольных осцилляций. Этот результат можно трактовать следующим образом. Осцилляции пропадают (изломы на рис. 2а), когда $L_{\text{emp}}(T_c)$ сравнивается с L . Таким образом, можно утверждать, что $L_{\text{emp}}(T_c = 23 \text{ К}) \approx 0.9$ мм, $L_{\text{emp}}(T_c = 75 \text{ К}) \approx 0.4$ мм, $L_{\text{emp}}(T_c = 125 \text{ К}) \approx 0.2$ мм при частоте СВЧ излучения 46 ГГц и электронной плотности $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этот результат показывает, что длина пробега плазмона является вполне макроскопической величиной. Это позволяет наблюдать эффекты плазменной интерференции на образцах миллиметрового размера. Согласно рис. 1в амплитуда магнито-осцилляций уменьшается с увеличением магнитного поля. Это согласно формуле (2) говорит об уменьшении длины пробега плазмона с ростом магнитного поля. Подобные эксперименты показали, что длина пробега плазменной волны в структурах без заднего затвора увеличивается с ростом электронной плотности и уменьшается с увеличением микроволновой частоты. Для структур с концентрацией двумерных электронов $n_s = 4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $L = 20$ мкм осцилляции фотонапряжения наблюдались вплоть до комнатной температуры.

Такая температура является рекордной для наблюдения плазменных возбуждений в ДЭС.

На рис. 2b показана величина длины пробега КМП L_{emp} при изменении концентрации двумерных электронов в структурах с задним затвором. Зависимость носит линейный характер в согласии с теоретическим предсказанием (3). Согласно полученным результатам длина пробега экранированного КМП при частоте микроволнового излучения 38 ГГц и электронной плотности $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $L_{\text{emp}}(B = 5 \text{ Т}) = 30 \text{ мкм}$. Дальнейшие эксперименты показали, что длина пробега экранированного КМП L_{emp} уменьшается обратно пропорционально частоте f (рис. 2d) и незначительно падает с увеличением магнитного поля (рис. 2c). Эти результаты соответствуют теоретическому выражению (3). В предыдущем параграфе было показано, что длина пробега плазменных возбуждений пропорциональна времени электронной релаксации τ и составляет $L_{\text{emp}}(T = 4.2\text{К}) = 1.0 \text{ мм}$ при частоте микроволнового излучения 46 ГГц и электронной концентрации $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Эти результаты были получены для двумерной электронной системы без заднего затвора. Как было показано выше, при наличии проводящего затвора на расстоянии $d = 765 \text{ нм}$ от электронной системы, длина пробега плазмона при аналогичных условиях значительно уменьшается и составляет $(70 \pm 2) \text{ мкм}$. Для восстановления соответствия между двумя экспериментами заметим, что согласно [16] добавление проводящего затвора вблизи электронной системы значительно уменьшает скорость плазменных волн, распространяющихся в ней. Это обстоятельство и объясняет значительное уменьшение длины пробега плазмона, наблюдающееся в структурах с задним затвором.

Во втором разделе главы 3 изучается распространение плазменных волн в плазмонных кристаллах. Под плазмонным кристаллом понимается полоска двумерной электронной системы вдоль которой периодически модулируется один из ее параметров. В разделе исследуются эффекты многолучевой интерференции и брэгговского отражения плазменных волн в плазмонных кристаллах. Дополнительно демонстрируется и исследуется перестраиваемость плазмонных кристаллов при изменении различных параметров (электронная плотность, магнитное поле, период кристалла). По сравнению с фотонными кристаллами и текстурированными металлическими поверхностями двумерные электронные системы обладают дополнительными степенями свободы для изменения дисперсионных свойств плазмонных кристаллов после изготовления. Это является следствием того, что дисперсия плазмонов в ДЭС изменяется при приложении перпендикулярного магнитного поля B или при изменении электронной плотности n_s за счет эффекта поля.

В данном разделе исследуется система двумерных электронов на базе гетероперехода GaAs/AlGaAs. Электронная плотность и подвижность в двумерной электронной системе составляли $n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. За счет эффекта параллельной фотопроводимости плотность двумерных электронов увеличивалась вплоть до величины $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при кратковременной подсветке красным фотодиодом. Схемати-

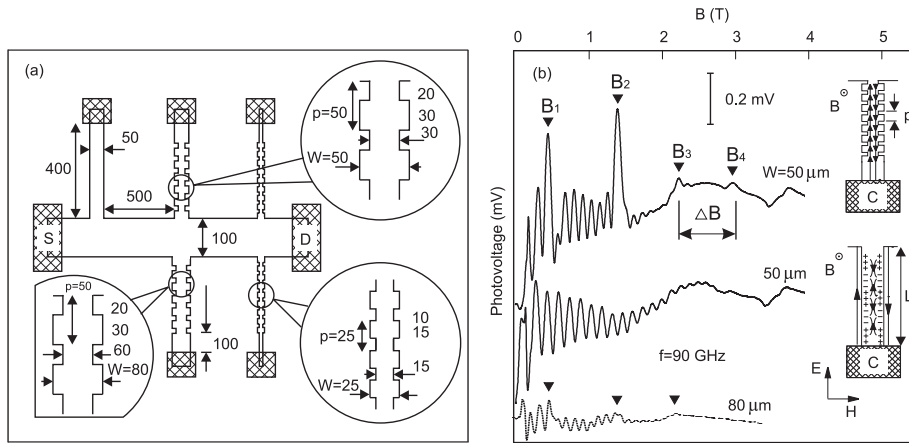


Рис. 3: (a) Схематическое изображение исследуемого образца с указанием основных размеров в микрометрах. (b) Магнитополевая зависимость фотонапряжения, измеренная между истоком и одним из контактов полосок: постоянной ширины (средняя кривая), модулированной ширины с периодом $p = 50$ мкм (верхняя кривая). В сигнале фото-ЭДС плазмонного кристалла наблюдаются дополнительные B – периодические особенности, обозначенные как B_i ($i = 1, 2 \dots$). Эти особенности связаны с периодическим выполнением условия брэгговского отражения от плазмонного кристалла. Нижняя кривая соответствует сигналу фото-ЭДС с плазмонного кристалла шириной 80 мкм. Справа на рисунке показаны конфигурация электрического поля и направления распространения плазменных волн в плазмонном кристалле и в полоске с постоянной шириной. Концентрация двумерных электронов в структуре составляла $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

ческое изображение образца с указанием основных размеров представлено на рис. 3а. Сигнал фото-ЭДС отклика исследуемой структуры измерялся между контактом стока (D) или истока (S) мостика и контактом изучаемой полоски. При измерениях применялась ректификационная методика.

На рис. 3b показаны типичные экспериментальные кривые фото-ЭДС. Кривые представляют собой зависимости фотонапряжения от приложенного перпендикулярного магнитного поля для двух конфигураций плазмонного кристалла. Средняя кривая показывает сигнал фотонапряжения, измеренный между контактом истока и контактом полоски с постоянной шириной. Верхняя кривая показывает сигнал фото-ЭДС, измеренный между истоком и полоской с периодически модулированной шириной ($p = 50$ мкм). Сигнал фото-ЭДС с полоски постоянной ширины представляет собой высокочастотные, приблизительно B – периодические осцилляции. Они вызваны когерентным возбуждением и интерференцией краевых магнитоплазмонов на длине полоски $L = 400$ мкм. В полоске с периодически модулированной шириной вблизи сужений происходит взаимодействие краевого магнитоплазмона, движущегося вверх (рис. 3b) с отраженным магнитоплазмонном движущимся вниз. Таким образом, можно считать, что часть полоски

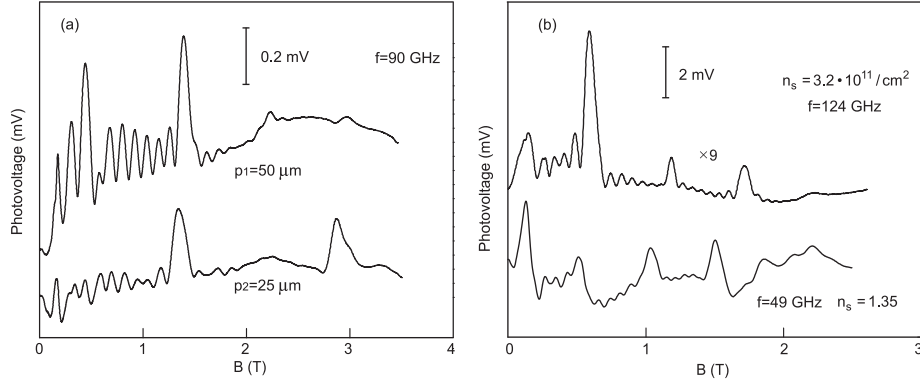


Рис. 4: (а) Влияние периода плазмонного кристалла на период брэгговских осцилляций в фотонапряжении. Удвоение периода p приводит к уменьшению в два раза ΔB . (б) Магнитополовые зависимости сигнала фотонапряжения с плазмонного кристалла ($p = 50$ мкм) при двух значениях электронной концентрации. Для того, чтобы сохранить неизменным период брэгговских пиков в фото-ЭДС, частота микроволнового излучения была отмасштабирована на фактор примерно равный отношению электронных плотностей.

с модулированной шириной играет роль брэгговского плазмонного зеркала. Максимум амплитуды отраженной от брэгговского зеркала плазменной волны будет наблюдаться когда конструктивно проинтерферируют волны в каждой из ячеек плазмонного кристалла. Это произойдет при выполнении брэгговского условия $q = (\pi/p)N$, где N - целое число. Если совместно рассмотреть брэгговское условие и плазмонную магнито-дисперсию [6], то можно прийти к выводу, что в сигнале фотонапряжения должны наблюдаться эквидистантные брэгговские пики (B - периодические осцилляции) с периодом

$$\Delta B \propto \frac{n_s}{\omega p}, \quad (4)$$

при фиксированной частоте ω . Эти брэгговские пики совпадают с щелями в плазмонном спектре кристалла. Менее частые и большие по амплитуде пики на верхней кривой (рис. 3b), обозначенные символами от B_1 до B_4 , соответствуют фундаментальной и вплоть до четвертого порядка щелям в спектре плазмонного кристалла. Эта кривая фото-ЭДС измерена для полоски с шириной $W = 50$ мкм. Амплитуда брэгговских пиков значительно падает при увеличении ширины W за счет уменьшения взаимодействия плазменных волн, движущихся в противоположные стороны по краям полоски. Это иллюстрируется нижней кривой на рис. 3b ($W = 80$ мкм). Введенная физическая картина подтверждается более детальным изучением зависимости положения брэгговских пиков от всех параметров уравнения (4): частоты плазмона ω , электронной плотности n_s и периода плазмонного кристалла p .

Рис. 4 демонстрирует как период плазмонного кристалла p (панель а) и

электронная плотность n_s (панель b) влияют на положение по магнитному полю щелей в плазмонном спектре кристалла. Если удвоить период плазмонного кристалла, то расстояние между последовательными брэгговскими пиками сократится вдвое (рис. 4a). Это согласуется с формулой (4) и отражает тот факт, что энергетический интервал между двумя ближайшими щелями увеличивается при уменьшении p . Это доказывает то, что наблюдаемые пики не являются следствием единичного отражения плазменной волны от самой первой ячейки плазмонного кристалла, поскольку расстояние от металлического контакта до кристалла во всех экспериментах было фиксированным. Для двух кривых на рис. 4b отношение частот и плотностей, при которых они измерялись составляло приблизительно 2.4. Видно, что расстояние между брэгговскими пиками практически не изменилось, что еще раз подтверждает соотношение (4).

Проведенные эксперименты ярко иллюстрируют дополнительные степени свободы, которые имеются у ДЭС при создании плазмонных кристаллов по сравнению с фотонными диэлектрическими и металло-диэлектрическими кристаллами. В ДЭС дисперсионные свойства кристалла можно регулировать в широких пределах.

В четвертой главе обсуждаются эксперименты по исследованию коллективных плазменных возбуждений в системе двумерных электронов с полным или частичным экранированием соответственно задним или латеральным затворами. Обнаружено значительное уменьшение частоты плазменных волн в системах с экранированием. Установлено, что в структурах с задним затвором скорость плазмонов можно регулировать путем изменения электронной плотности. Это обстоятельство позволило изучить эффекты интерференции плазменных волн в нулевом магнитном поле.

В первом разделе главы 4 изучаются коллективные плазменные возбуждения в ДЭС с полным экранированием задним затвором. Эта система является важным объектом для исследований, поскольку в ней плазменная дисперсия контролируемо регулируется напряжением на затворе. Таким образом, в системах такого типа может быть осуществлена более обширная характеристика коллективных плазменных возбуждений.

Измерения производились на структуре с двумерным электронным слоем, представляющим собой 18 нм GaAs/AlGaAs квантовую яму. На расстоянии $d = 765$ нм от ямы находился n^+ - GaAs задний затвор. При подаче различных напряжений на задний затвор электронная плотность изменялась в пределах от $n_s = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а электронная подвижность от $1.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $5.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Измерения проводились на образце, представляющем собой мостик Холла шириной $W = 0.1$ мм, по четырехточечной транспортной методике. На рис. 5a показано магнитосопротивление образца при трех частотах микроволнового излучения 25, 39 и 66 ГГц. Резонансы в сигнале магнитосопротивления отвечают возбуждению магнитоплазменных мод с волновыми векторами $q_N = \pi N/W$ ($N = 1, 3, 5, \dots$) поперек мостика. Более детальное поведение положения плазмонных резонансов от частоты микроволнового излучения показано на

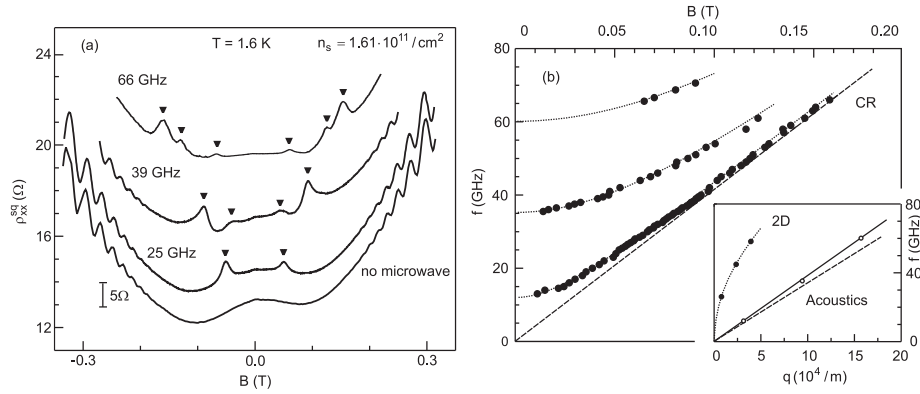


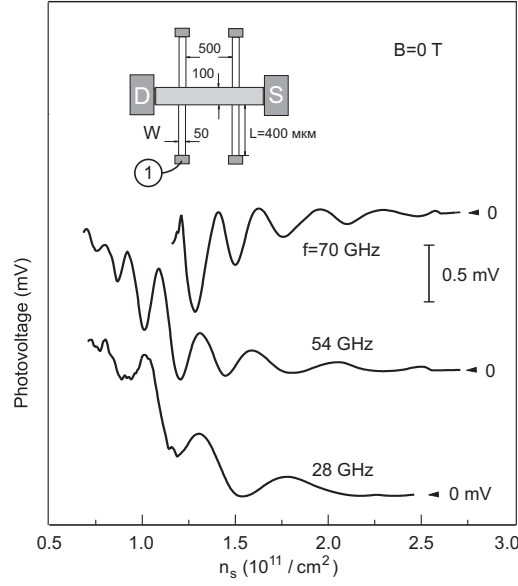
Рис. 5: (а) Магнитосопротивление ρ_{xx} мостика Холла при различных частотах микроволнового излучения 25, 39, 66 ГГц. Для сравнения также приведена кривая ρ_{xx} без излучения (нижняя кривая). Для удобства кривые сдвинуты в вертикальном направлении. (б) Зависимость микроволновой частоты от магнитных полей, в которых произошло резонансное поглощение излучения. Электронная концентрация равняется $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Точечная линия показывает теоретическую магнитодисперсию согласно выражению (6). Вставка иллюстрирует дисперсию плазменных волн в образце шириной 0.1 мм с задним затвором (сплошная линия) и образце шириной 0.4 мм без заднего затвора (штрихованная линия).

рис. 5b. На рисунке видно три магнитоплазменных моды, которые в пределе больших магнитных полей стремятся к циклотронной асимптотике. В нулевом магнитном поле эти моды стремятся к плазменным частотам $f_1 = 12.0$ ГГц, $f_2 = 35.3$ ГГц, $f_3 = 60.1$ ГГц. Эти частоты в зависимости от соответствующих волновых векторов $q_N = \pi N/W$ определяют дисперсию экранированного плазмона (вставка к рис. 5b). Основной особенностью дисперсии экранированного плазмона является ее линейная форма. Дисперсия двумерного плазменного возбуждения описывается выражением [23]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_s e^2 q}{2m^* \epsilon_0 \epsilon^*} q, \quad (5)$$

где ϵ_0 и ϵ^* – эффективная диэлектрическая проницаемость соответственно вакуума и окружающей двумерную систему среды. Если рядом с двумерной электронной системой нет экранирующих металлических поверхностей, то $\epsilon^* = (\epsilon + 1)/2$, где $\epsilon = 12.8$ – диэлектрическая проницаемость GaAs. Тогда дисперсия плазменной волны имеет корневую форму (вставка к рис. 5b). В случае, если на расстоянии d от ДЭС находится проводящий затвор, то ϵ^* описывается более сложным законом. Наибольшее изменение в дисперсии от экранирующего затвора следует ожидать в пределе $qd \ll 1$. Именно этот случай впервые был реализован в настоящих экспериментах ($qd \approx 0.02$). При таком сильном экранировании плазменный дисперсионный закон при-

Рис. 6: Сигнал фотонапряжения как функция электронной плотности при трех частотах СВЧ-излучения 28, 54 и 70 ГГц. Стрелками обозначен уровень сигнала без излучения. Для удобства кривые сдвинуты по вертикали. Сигнал имеет осцилляторную форму, где максимумы являются результатом конструктивной интерференции плазменных волн между контактом полоски и затвором с волновыми векторами $q_N = N\pi/L$ ($N = 1, 3, \dots$). Вставка схематически показывает топологию исследуемого образца. Все размеры указаны в микрометрах. Измерения проводились при температуре на образце $T = 4.2$ К.



обретает линейный вид [24]:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{n_s e^2 d}{m^* \epsilon \epsilon_0} q^2. \quad (6)$$

Сравнение теоретического предсказания (6) с экспериментальными точками приведено на вставке к рис. 5b. Теория отлично согласуется с экспериментом. В разделе также проводится сравнительное исследование ширины магнитоплазменных резонансов для структур с задним затвором и без него. Устанавливается, что время жизни плазменного возбуждения определяется лишь межэлектронным рассеянием, а не свойствами экранирующего электрода.

Во втором разделе главы 4 рассматриваются интерференционные эффекты для плазменных волн в структурах с задним затвором. Как показано в предыдущем разделе в структурах с задним затвором скорость плазмонов контролируемо регулируется путем изменения электронной плотности. Это позволяет наблюдать и изучить эффекты интерференции экранированных плазменных волн в нулевом магнитном поле.

Измерения производились на структуре детально описанной в предыдущем разделе. Топология образца со всеми размерами показана на рис. 6a. Типичные зависимости фотонапряжения как функции электронной плотности для трех микроволновых частот изображены на рис. 6. Электронная плотность изменялась путем подачи различных напряжений на задний затвор структуры. Сигнал фотонапряжения измерялся по ректификационной

методике между контактом одной из полосок (обозначенным как 1) и заземленным контактом стока (обозначенным как D), расположенным на конце центральной прямоугольной части образца. Для каждой из частот сигнал имеет осцилляторную форму, где максимумы являются результатом конструктивной интерференции плазменных волн между контактом полоски и затвором с волновыми векторами $q_N = N\pi/L$ ($N = 1, 3, 5, \dots$), где L – длина полоски. Заметим, что кривые измерены в нулевом магнитном поле, что в отличие от предыдущих экспериментов [7] позволяет исследовать эффекты плазменной интерференции без приложения магнитных полей.

Осцилляции фотонапряжения на рис. 6 испытывают изменения с частотой микроволнового излучения. В диссертационной работе устанавливается, что Фурье-преобразование осцилляций фотонапряжения в шкале $1/\sqrt{n_s}$ позволяет сразу же узнать частоту излучения. Таким образом, исследуемую структуру можно использовать как "спектрометр-на-чипе" для излучения миллиметрового/субмиллиметрового диапазона длин волн.

В пятой главе исследуются гибридные плазмон-поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах различной топологии с высокой подвижностью электронов. Следует заметить, что эффекты гибридизации (запаздывания) становятся существенны при малых квазиимпульсах плазмонов, когда их фазовая скорость приближается к скорости света. Для типичных параметров гетероструктур GaAs/AlGaAs это происходит при $q = 10 \text{ см}^{-1}$ и частоте 10–30 ГГц. Наблюдение двумерных плазмонов при таких низких частотах долго было невозможно из-за плохого качества структур. В последние десять лет качество образцов значительно улучшилось, что открывает широкие возможности для исследования эффектов гибридизации. Кроме этого, плазмонные поляритоны в ДЭС обладают несравненным свойством — их дисперсия контролируемо регулируется в широких пределах путем изменения электронной плотности системы или приложения внешнего магнитного поля. Это свойство делает поляритоны в ДЭС уникальным объектом для физических исследований.

В первом разделе главы 5 транспортной и оптической методиками исследуется резонансное микроволновое поглощение двумерных электронов в полосках с различной шириной и электронной плотностью. В образцах имеющих форму дисков имеется лишь один размер — диаметр диска, определяющий степень влияния эффектов запаздывания. Образцы в форме полосок обладают дополнительной степенью свободы по отношению к электродинамическим эффектам. В настоящем разделе изучаются эффекты запаздывания в такой более сложной геометрии. Измерения проводились на одиночных GaAs/AlGaAs квантовых ямах с электронной концентрацией от $n_s = 0.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (подвижностью от $\mu = 0.4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ до $6.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$). Методами оптической литографии на структуре изготавливались полоски двумерных электронов с шириной от 0.05 до 3 мм. На левой панели рис. 7 показана магнитополевая зависимость наблюдаемых резонансов микроволнового поглощения, измеренная для полоски с концентрацией двумерных электронов $n_s = 2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и шириной $W = 0.4 \text{ мм}$.

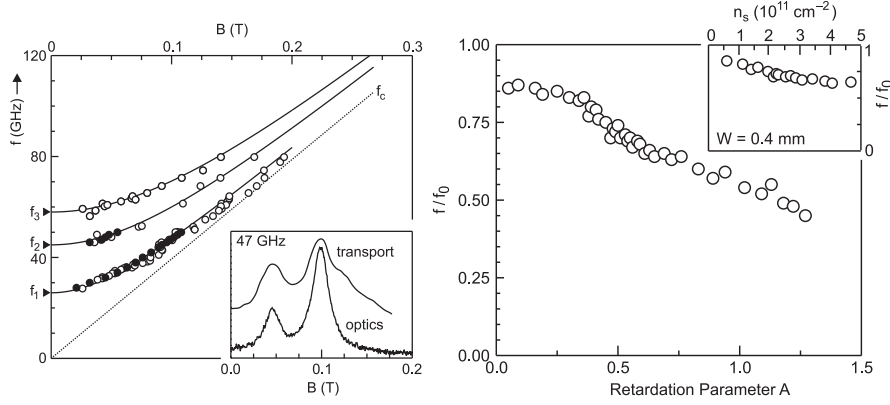


Рис. 7: (Левая панель) Магнито-частотное положение резонансов микроволнового поглощения в зависимости от частоты f . Данные, обозначенные незакрашенными кружками получены из транспортных измерений, закрашенными кружками — из оптических измерений. Мощность микроволнового излучения на входе волноводного тракта составляла 1 мВт, электронная плотность в структуре $n_s = 2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, ширина мостика Холла равнялась 0.4 мм. Штрихованная линия демонстрирует зависимость циклотронной частоты f_c от магнитного поля в предположении, что эффективная масса равняется $0.071m_0$. На вставке представлено сравнение кривых микроволнового поглощения, полученных одновременно транспортной и оптической методиками. Эти кривые были измерены на микроволновой частоте 47 ГГц и температуре 4.2 К. (Правая панель) Резонансная плазменная частота f нижней моды в нулевом магнитном поле как функция параметра запаздывания A . Частота нижней моды отнормирована на частоту f_0 , вычисленную согласно формуле (5). На вставке показана зависимость f/f_0 от электронной плотности n_s для полоски с фиксированной шириной $W = 0.4$ мм.

На вставке к левой панели показаны магнито-частотные зависимости резонансного микроволнового поглощения, измеренные транспортной и оптической методиками на одном и том же образце. Видно, что результаты полученные обеими методиками хорошо согласуются друг с другом. При экстраполяции магнито-частотных зависимостей к нулевому магнитному полю находим следующие плазменные частоты $f_1(0) = 26.1$ ГГц, $f_2(0) = 44.9$ ГГц и $f_3(0) = 58.2$ ГГц. Из соотношения частот следует, что наблюдаемые резонансы соответствуют возбуждению стоячих плазменных волн на ширине полоски. Экспериментальные величины полученных плазменных частот, однако, значительно меньше значений, предсказываемых теорией (формула (5)). Например, для $f_1(0)$ теоретические расчеты дают частоту 38 ГГц. Это является следствием гибридизации плазменной и световой мод. Влияние эффектов запаздывания на плазменные моды в геометрии полоски определяется безразмерным параметром [26]

$$A = \sqrt{\frac{n_s e^2 W}{2\pi \epsilon_0 m^* c^2}}. \quad (7)$$

Этот параметр равен отношению плазменной частоты к частоте света при волновом векторе $q = \pi/W$, задаваемом шириной полоски. Чем больше значение этого параметра, тем более сильная гибридизация происходит между плазмонной и световой модами. Например, для обсуждаемой полоски параметр запаздывания составляет $A = 0.24$. Для увеличения эффектов гибридизации были исследованы полоски с большими значениями ширины и электронной плотности. На правой панели рис. 7 показана зависимость плазменной частоты в нулевом магнитном поле от величины параметра запаздывания. При малых значениях параметра плазмонная частота стартует с $0.85 f_0$, а затем уменьшается вследствие увеличения гибридизации плазмона со светом. Для полосок с фиксированной шириной и электронной концентрацией была установлена нечувствительность эффектов запаздывания к длине полосок, несмотря на то, что она была в несколько раз больше ширины. Это объясняется тем, что плазменные моды, возбуждаемые вдоль полосок, обладают линейным законом дисперсии со скоростью значительно меньшей скорости света.

Второй раздел главы 5 посвящен исследованию микроволнового пропускания копланарного резонатора, напыленного на поверхность образца над двумерной электронной системой. В сигнале пропускания наблюдается ряд резонансов, соответствующих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. Впервые реализован и изучен режим сильной связи между плазмонной и фотонной модой резонатора. Продемонстрирована аномально большая величина частоты Раби по сравнению с частотами невозмущенных мод. Исследовано влияние электронной плотности и магнитного поля на спектр поляритонного возбуждения.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одноичную GaAs/AlGaAs квантовую яму, расположенную на глубине 300 нм от поверхности структуры. Подвижность носителей заряда в них составляла $\mu = 12 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ($T = 1.5 \text{ К}$) и $\mu = 7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при концентрации двумерных электронов $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 0.97 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Методом оптической литографии из структур были изготовлены образцы, включающие прямоугольник двумерных электронов различных размеров и копланарный волновод, напыленный поверх мезы над двумерной электронной системой (вставки к рис. 8а и рис. 8б). Копланарный волновод является разновидностью полосковой линии и состоит из нанесенной на подложку (в нашем случае — GaAs/AlGaAs гетероструктуру) узкой центральной металлической полоски, находящейся между двумя широкими заземленными электродами. Ширины щелей волновода составляли $W = 30 \text{ мкм}$, ширина центральной жилы равнялась 45 мкм . Параметры копланарного волновода были подобраны таким образом, чтобы его волновое сопротивление составляло 50 Ом . Микроволновое излучение подводилось к образцу по коаксиальному кабелю, заканчивающемуся передающей микрополосковой линией. Микроволновое излучение прошедшее по копланарному волноводу образца через микрополосковую линию и коаксиальный кабель поступало на вход детектора. Волновое сопротивление короткой (2 мм) микрополосковой линии

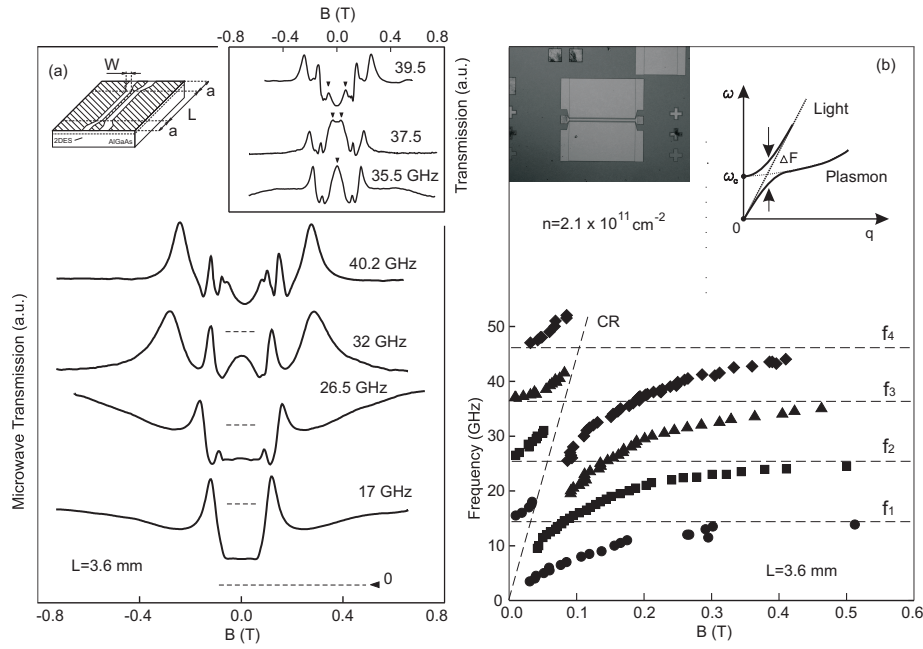


Рис. 8: (а) Магнито-частотные зависимости пропускания копланарного резонатора с ДЭС длиной $L = 3.6$ мм для нескольких микроволновых частот 17, 26.5, 32 и 40.2 ГГц. Штрихованными линиями указан уровень сигнала при отсутствии мощности СВЧ на входе резонатора. На вставке показаны резонансы в пропускании копланарного резонатора для низкополевых мод. На рисунке также приведено схематическое изображение копланарного резонатора. Мощность микроволнового излучения, подводимого к микрополосковой линии составляла 100 нВт. (б) Более подробная магнито-частотная зависимость положения резонансов пропускания копланарного резонатора. Разными символами обозначены поляритонные моды с различными волновыми векторами $q_N = N\pi/L^*$ ($N = 1, 2, \dots$) вдоль длины L^* резонатора. В магнитных полях, соответствующих циклотронной частоте, наблюдается расталкивание (антипересечение) магнитодисперсий плазмона и фотонной моды резонатора. На вставке представлена фотография копланарного резонатора и дисперсионная схема гибридизации фотонной моды резонатора и плазмонной моды ДЭС.

подбиралось сильно отличным от 50 Ом для обеспечения высокой добротности копланарного резонатора. В экспериментах изучались копланарные резонаторы с длинами $L = 9.5, 3.6, 2.1$ и 1.0 мм.

На рис. 8а показаны магнито-частотные зависимости пропускания копланарного волновода длиной $L = 3.6$ мм на различных частотах подводимого микроволнового излучения. В сигнале пропускания наблюдается серия резонансов, соответствующих возбуждению и распространению вдоль волновода гибридной фотон-плазмонной волны. Более подробная магнито-частотная зависимость положения резонансов представлена на рис. 8б. Эксперимен-

тальные точки ложатся на четыре пары кривых. При этом, в каждой из пар одна кривая стремится к горизонтальной асимптотике в пределе больших магнитных полей, а другая — к той же асимптотике в пределе нулевого поля. Горизонтальные асимптотики для последовательных мод расположены на равном расстоянии друг от друга по частоте. Это говорит о том, что эти асимптотики соответствуют фотонным модам копланарного резонатора, магнитодисперсия которых нечувствительна к величине магнитного поля. Волновой вектор стоячей электромагнитной волны определяется размером резонатора и составляет $q_N = N\pi/L^*$ ($N = 1, 2, \dots$), где L^* — размер резонатора (копланарного волновода) с учетом краевых полей. Таким образом, асимптотические частоты f_N различных гибридных мод на рис. 8b задаются выражением

$$f_N = \frac{c}{\sqrt{\epsilon^*}} q_N, \quad \epsilon^* = \frac{\epsilon + 1}{2}. \quad (8)$$

Было проверено, что в отсутствие двумерной электронной системы, в сигнале пропускания копланарного волновода наблюдается гребенка резонансов. Частота резонансов определяется формулой (8) и не зависит от магнитного поля во всем диапазоне изменения полей.

Эффекты гибридизации становятся особенно ярко выраженными в точках пересечения дисперсионных кривых фотонных мод копланарного резонатора и плазменных возбуждений ДЭС (вставка к рис. 8b). В этих точках возникает „смешанное состояние“ плазмона и фотона — плазмонный поляритон. Проявлением этого является расталкивание (антипересечение) ветвей дисперсии. Мерой расталкивания дисперсионных ветвей является минимальное расстояние между ними по частоте ΔF . По аналогии со случаем двухуровневого атома, взаимодействующего с фотонной модой резонатора, частоту ΔF мы будем называть частотой Раби [27]. В экспериментах удалось пронаблюдать до четырех антипересечений в спектре гибридного возбуждения. Например, для копланарного резонатора длиной $L = 3.6$ мм с $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ частоты Раби смешанного состояния равны: $\Delta F(q_1) = 13.6$ ГГц, $\Delta F(q_2) = 19.2$ ГГц, $\Delta F(q_3) = 22.8$ ГГц, $\Delta F(q_4) = 27.0$ ГГц. Характерной уникальной особенностью наблюдаемых плазмонных поляритонов является то, что для них частоты Раби для разных мод сравнимы с самими частотами мод (рис. 8). Например, частота первой фотонной моды составляет $f_1 = 14$ ГГц, тогда как расщепление Раби для этой поляритонной моды равняется $\Delta F_1 = 13$ ГГц. Качественно это объясняется тем, что в случае плазмонных поляритонов электрическое поле фотонных мод резонатора взаимодействует сразу с большим коллективом электронов плазмы ДЭС.

Плазмонные поляритоны в системе двумерных электронов обладают уникальной особенностью — их свойства контролируемо регулируются в широких пределах путем изменения электронной плотности системы или приложения внешнего магнитного поля. В экспериментах настоящего раздела было показано, что при уменьшении плотности двумерных электронов плазмонный вклад в гибридное возбуждение ослабевает, поэтому магнитодис-

персия поляритона прижимается к фотонной линии. Также при уменьшении электронной концентрации было продемонстрировано ослабление связи между фотонной и плазмонной модами и, как следствие, падение частоты Раби ΔF .

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Разработана оригинальная ректификационная методика детектирования магнитоплазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах. Методика прошла апробацию вплоть до комнатных температур. С помощью этой методики были детально исследованы процессы возбуждения, распространения и интерференции плазменных волн в двумерных электронных системах.
2. Проведено исследование нелинейного плазмонного отклика двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. На базе этой системы продемонстрирована и исследована работа электронного устройства на плазмонном отклике с рекордным быстродействием не более $\tau = 25$ пс. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.
3. Проведено исследование магнито-осцилляций фотонапряжения, возникающих в двумерной электронной системе с и без заднего затвора при микроволновом облучении. Осцилляции являются следствием интерференции краевых магнитоплазменных волн (КМП). Путем анализа зависимости амплитуды осцилляций от различных параметров количественно определяется длина пробега КМП. Исследованы зависимости длины пробега плазмона от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, величины магнитного поля и температуры системы. Установлено, что полученные зависимости находятся в качественном согласии с существующими теоретическими расчетами.
4. Исследовано распространение плазменных волн в плазмонном кристалле, представляющем собой полоску двумерного электронного газа с модулированной шириной. Обнаружены фундаментальная и несколько кратных щелей в спектре плазменных возбуждений. Установлено, что образование щелей является следствием многолучевой интерференции плазменных волн, рассеянных на каждом из периодов кристалла. Измерено влияние магнитного поля, электронной концентрации и периода кристалла на положение спектральных щелей.
5. В структурах с задним затвором установлено, что скорость плазмонов контролируемо регулируется путем изменения электронной плотности. Это используется для изучения эффектов интерференции экранированных плазменных волн в нулевом магнитном поле. Изучено влияние

перпендикулярного магнитного поля на дисперсию экранированных плазменных возбуждений.

6. Транспортной методикой исследован микроволновый отклик двумерной электронной системы с выращенным на том же кристалле задним затвором. В сигнале магнитосопротивления выявлено несколько пиков резонансного микроволнового поглощения. Эти пики соответствуют возбуждению коллективных магнитоплазменных мод. Установлено, что спектр плазменных возбуждений в структуре с задним затвором претерпевает радикальное изменение с обычного корневого закона (наблюдаемого на структурах без заднего затвора) на линейный.
7. Транспортной и оптической методиками исследовано резонансное микроволновое поглощение в полосках двумерных электронов. Обеими экспериментальными методиками были выявлены несколько поперечных магнитоплазменных мод. Было продемонстрировано, что при больших электронных плотностях и ширинах полосок становятся существенными эффекты запаздывания (гибридизации). Установлено, что эффекты запаздывания оказывают влияние на частоту всех плазменных мод, их магнитополевоое поведение, а также относительную амплитуду плазменных резонансов.
8. Исследовано микроволновое пропускание копланарного резонатора, напыленного на поверхность образца над двумерной электронной системой. В сигнале пропускания наблюдается ряд резонансов, соответствующих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. Впервые реализован и изучен режим сильной связи между плазмоном и фотонной модой резонатора. Продемонстрирована аномально большая величина частоты Раби по сравнению с частотами невозмущенных мод. Исследовано влияние электронной плотности и магнитного поля на спектр поляритонного возбуждения.

Список публикаций

По теме диссертационной работы опубликовано 7 работ в ведущих отечественных и зарубежных журналах:

1. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, „Миллиметровое/субмиллиметровое смешивание на основе нелинейного плазмонного отклика двумерных электронных систем“, Письма в ЖЭТФ том **90** вып. (3), стр. 217-222 (2009).
2. В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, „Измерение длины пробега краевых магнитоплазмонов в системе двумерных электронов из спектров магнитоосцилляций фотонапряжения при микроволновом облучении“, Письма в ЖЭТФ том **83** вып. (6), стр. 290-293 (2006).
3. В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, „Экспериментальное определение длины пробега экранированных краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерном электронном газе“, Письма в ЖЭТФ том **87** вып. (10), стр. 664-668 (2008).
4. V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, W. Dietsche, K. von Klitzing, „Tunable plasmonic crystals for edge magnetoplasmons of a two-dimensional electron system“, Phys. Rev. Lett. **101**, 216801 (2008).
5. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, „Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures“, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
6. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. von Klitzing, „Collective excitations in two-dimensional electron stripes: transport and optical detection of resonant microwave absorption“, Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).
7. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, „Plasmonic terahertz detectors/spectrometers“, IEEE Proceedings of the 35th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (Rome, 2010). To be published in Phys. Rev. (2010).

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [3] D. Heitmann, Surf. Sci. **170**, 332 (1986).
- [4] F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
- [5] S. J. Allen, H. L. Stormer and J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 8 (1983).
- [6] В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1985).

- [7] I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, K. von Klitzing, I. L. Aleiner and V. I. Falko, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 23 (2004).
- [8] S. Haroche, D. Kleppner, *Phys. Today* **42**, 24 (1989).
- [9] J. J. Hopfield, *Phys. Rev.* **112**, 1555 (1958).
- [10] A. Kavokin, J. Baumberg, G. Mapluech, F. Laussy, „Microcavities“, (Oxford press, Oxford, 2007).
- [11] H. Raether, „Surface Plasmons“, (Springer, Berlin, 1988).
- [12] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Nature* **424**, 824 (2003).
- [13] M. S. Shur, "Introduction to Electronic Devices (Wiley, 1995).
- [14] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 044101 (2005).
- [15] V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, J. Smet, and K. von Klitzing, *JETP Letters* **90**, 216 (2009).
- [16] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **75**, 193307 (2007).
- [17] J. C. Maan, Th. Englert, D. C. Tsui, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 609 (1982).
- [18] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **48**, 23 (1993).
- [19] B. M. Ashkinadze, V. I. Yudson, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 812 (1999).
- [20] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Nature* **415**, 409 (2002).
- [21] L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638 (1993).
- [22] S. A. Mikhailov, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 042109 (2006).
- [23] F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
- [24] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972)].
- [25] S. J. Allen, H. L. Stormer and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev. B.* **28**, 4875 (1983).
- [26] S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B.* **71**, 035320 (2005).
- [27] L. C. Andreani in „Confined Electrons and Photons: New Physics and Applications“, edited by E. Burstein, and C. Weisbuch, p. 57 (Plenum, New York, 1995).

Муравьев В.М.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ И ПОЛЯРИТОННЫЕ
ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ

Сдано в набор 19.07.2010 г. Подписано в печать 19.07.2010 г.

Формат 60×90 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура “Ариал”. Усл. печ. л. 1,25. Тир. 80. Зак. 409.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.

Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.

142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т. Академика Н.Н. Семенова, 5

Отпечатано в типографии ИПХФ РАН