

Российская Академия Наук
Институт Физики Твердого Тела

На правах рукописи

Муравьев Вячеслав Михайлович

**Интерференционные и поляритонные эффекты
для плазменных возбуждений в двумерных
электронных системах**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И.В. Кукушкин

Черноголовка - 2010

Содержание

Введение	3
1 Литературный обзор	11
1.1 Введение	11
1.2 Объемные плазмоны	14
1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах	17
1.4 Плазмоны в ограниченных двумерных электронных системах .	23
1.5 Плазмонные поляритоны	35
2 Образцы и экспериментальные методики	41
2.1 Изготовление образцов	41
2.2 Транспортная методика детектирования плазменных резонансов	45
2.3 Микрополосковая методика	48
2.4 Метод оптического детектирования магнитоплазменных резонансов	51
2.5 Ректификационная методика детектирования магнитоплазменных резонансов	54
3 Интерференция плазменных возбуждений в двумерных электронных системах	66
3.1 Введение	66
3.2 Изучение длины пробега плазмонов в двумерных электронных системах	67
3.3 Многолучевая интерференция плазменных возбуждений в плазмонных кристаллах	79
4 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах с различным диэлектрическим окружением	90
4.1 Введение	90
4.2 Плазменные волны в двумерной электронной системе при полном экранировании задним/передним затвором	92

4.3	Интерференция плазменных возбуждений в нулевом магнитном поле	98
5	Поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах	107
5.1	Введение	107
5.2	Исследование поляритонных эффектов в полосках двумерных электронов	109
5.3	Наблюдение гибридных плазмон-фотонных мод в пропускании копланарного микрорезонатора	117
	Заключение	128
	Список литературы.	131

Введение

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 по-

ниженной 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 $5 \times 10^7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Явления взаимодействия электромагнитного излучения с веществом уже более ста лет привлекают 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 вакуумные осцилляции Раби между атомными состояниями. С другой стороны, при взаимодействии электромагнитной волны с возбуждениями среды может образовываться составная квазичастица — поляритон [9, 10]. 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 [11], одним из которых является исследование крупных пространственно-временных когерентностей. Исследование плазмонных поляритонов на поверхности металлов уже привело к открытию целого класса новых физических явлений, таких как аномальное прохождение света через дифракционную решетку, плазменная оптика, лазер на металлической нано-сфере [12, 13]. Плазмонные 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 плазмонных 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 [14]. Практическое применение плазменных волн в

электронных устройствах обусловлено с одной стороны возможностью контролируемо управлять законом дисперсии плазмонов с помощью изменения электронной плотности или диэлектрического (металлического) окружения структуры. Это свойство плазмонов находит применение при создании миниатюрных, перестраиваемых спектрометров и детекторов миллиметрового/субмиллиметрового излучения [15]. С другой стороны, практическое применение плазменных волн обусловлено значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов [16]. 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 данных исследований является экспериментальное исследование плазмонных интерференционных эффектов, коллективных плазменных возбуждений в системах с различным диэлектрическим окружением, а также гибридных плазмон-поляритонных возбуждений в низкоразмерных электронных системах.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые 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 полосу 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 системой. В сигнале пропускания наблюдается ряд резонансов, соответствующих возбуждению гибридных плазмон-фотонных мод. Впервые реализован и изучен режим сильной 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.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы.

Первая глава представляет собой обзор основных результатов теоретических и экспериментальных исследований магнитоплазменных и поляритонных возбуждений в различных низкоразмерных электронных системах.

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.

В третьей главе приведены результаты исследования процессов генерации, распространения и интерференции плазменных волн в высококачественных двумерных электронных системах. Также изучены эффекты многолучевой интерференции магнитоплазменных волн.

В четвертой главе исследованы спектр и интерференция плазменных и магнитоплазменных возбуждений в ДЭС с различным диэлектрическим окру-

жением.

В пятой главе изучены эффекты гибридизации между плазменными и световыми возбуждениями. Установлено влияние эффектов запаздывания на спектр плазменных возбуждений в ДЭС.

Основные результаты исследований изложены в конце каждой главы и объединены в заключении.

Работа выполнена в Лаборатории неравновесных электронных процессов (ЛНЭП) Института физики твердого тела РАН.

Результаты представленных в диссертации исследований отражены в следующих статьях:

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).

Результаты диссертации также отражены при выступлениях на конференциях:

1. В. М. Муравьев, А. А. Фортунатов, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг "Многолучевая интерференция плазменных волн в двумерном электронном газе" 8 Российская конференция по физике полупроводников, "Полупроводники-2007" , г. Екатеринбург (2007).
2. В. М. Муравьев, С. И. Губарев, А. А. Дремин, В. В. Козлов, И. В. Кукушкин, "Плазменные волны в двумерной электронной системе при периметрическом экранировании металлическим затвором и новый тип плазменных возбуждений" 9 Российская конференция по физике полупроводников, "Полупроводники-2009" , г. Новосибирск (2009).
3. И. В. Андреев, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, "Бесконтактное измерение проводимости двумерных электронов в режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением" 9 Российская конференция по физике полупроводников, "ПОЛУПРОВОДНИКИ-2009" , г. Новосибирск (2009).
4. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, "Plasmonics: science and terahertz applications" 17 International Symposium NANOSTRUCTURES: Physics and Technology , Minsk (2009).

5. V. M. Muravev "Plasmonics: science and terahertz applications" International Conference Mesoscopic and Strongly Correlated Electron Systems "MESO-09" , Chernogolovka (2009).
6. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin,
"Plasmonic terahertz detectors/spectrometers" 35 International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Rome (2010).

1 Литературный обзор

1.1 Введение

Последние несколько десятков лет ознаменовались бурным развитием исследований плазменных явлений в твердых телах. Изучению этих явлений посвящено более тысячи работ [17]. Плазма твердого тела — это совокупность относительно подвижных носителей заряда в твердом теле, взаимодействующих друг с другом по закону Кулона. Такая плазма существует в металлах, полуметаллах и полупроводниках. В зависимости от того в скольких измерениях ограничено движение носителей заряда, различают трехмерную, двумерную и одномерную плазму. В случае металла электронная плазма играет решающую роль в определении всех свойств кристалла. Такие важные свойства, как энергия связи, кристаллическая структура, электрические характеристики и фононный спектр, определяются плазмоподобным поведением электронов проводимости. Поэтому для понимания свойств металлов необходимо знать свойства электронной плазмы. Для понимания свойств электронной плазмы в металлах было развито ряд теоретических подходов: феноменологический (ферми-жидкостный) подход и микроскопические теории (приближение хаотических фаз). Феноменологическая теория находится в превосходном согласии с данными экспериментов, тогда как точные расчеты по микроскопическим теориям могут быть выполнены лишь для слабого взаимодействия (условие, которое не выполняется в большинстве металлов) и дают менее удовлетворительное согласие с экспериментом.

Плазма полупроводников и полуметаллов — другая сильно отличающаяся от упомянутой выше, область исследований плазмы твердого тела. Эта плазма очень разрежена и потому почти не играет роли при определении общей структуры тела. Поэтому изучение плазмы полупроводников не позволяет получить сведения о структуре такого кристалла, но представляет самостоятельный интерес. Этот интерес вызван прежде всего тем, что подобные системы чрезвычайно разнообразны и обладают гораздо более ши-

роким диапазоном параметров по сравнению с металлами. Более того, все важные параметры системы — плазменная и циклотронная частоты, фермиевская энергия и энергия фононов, а также ширина запрещенной зоны — могут быть сравнимы. Такая комбинация свойств делает полупроводниковые системы особенно подходящими для изучения большого числа плазменных явлений.

Плазма низкоразмерных электронных систем — уникальный объект для физических исследований. Параметры этой плазмы могут контролируемо регулироваться в широких пределах (например, посредством управляющего электрода — затвора) от предела слабой связи ($r_s \ll 1$) до случая сильной связи ($r_s \gg 1$). Кроме того, плазма низкоразмерных электронных систем особенно интересна своим разнообразием и сильным влиянием внешних полей и квантово-механических эффектов на ее свойства [18].

Для изучения свойств плазмы твердых тел используются разнообразные экспериментальные методики, большинство из которых основано на том, что исследуется отклик плазмы на внешнее пробное возмущение. Причем плазма проявляет совершенно различные свойства в зависимости от длины волны и частоты пробного возбуждения, с помощью которого она изучается. Тот или иной характер поведения плазмы зависит от величины некоторой критической длины и частоты. Отклик плазмы является коллективным (в этом предельном случае одночастичные аспекты поведения плазмы не проявляются и она становится похожей на проводящую жидкость или желе) для тех длин волн, которые больше критической длины. Возмущения с более короткими длинами волн приводят к одночастичному отклику. В классической плазме эта критическая длина называется дебаевским радиусом экранирования

$$\lambda_D^2 = \frac{k_B T \varepsilon_0}{4\pi n e^2},$$

где n и e — плотность и заряд электронов образующих плазму, k_B — постоянная Больцмана, T — температура плазмы, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. В вырожденной плазме критическая длина называется

радиусом Томаса - Ферми и определяется как:

$$\left(\frac{1}{\lambda_{\text{TF}}}\right)^2 = \frac{6\pi n e^2}{\varepsilon_0 E_{\text{F}}},$$

где E_{F} — энергия Ферми электронов. Рассмотренная длина разделяет область длин волн на две. В одной из них ($\lambda > \lambda_{\text{TF}}$) отклик плазмы является коллективным, в другой ($\lambda < \lambda_{\text{TF}}$) ее поведение близко к одночастичному. Подобное разделение также существует и по частоте. Любая плазма имеет характерную частоту ω_p , называемую плазменной частотой, которая определяет характер отклика плазмы на изменяющееся во времени возмущение. Эта частота определяется частотой коллективных плазменных колебаний (плазмонов). Физически существование коллективных колебаний в плазме можно понять следующим образом. Пусть в какой-то области плазмы возник избыточный (скажем, положительный) заряд. Тогда электроны, стремясь экранировать его, начнут двигаться по направлению к этой области. При этом они, вообще говоря, "пролетят по инерции" несколько дальше, чем нужно, и, следовательно, в какой-то момент начнут двигаться в обратном направлении. Далее весь цикл повторится опять. В результате около состояния электрической нейтральности плазмы возникнут колебания плотности заряда — плазменные волны.

Следует заметить, что в случае плазменных колебаний восстанавливающая сила обусловлена действием большого числа других частиц. Столкновения разрушают это упорядоченное действие и тем самым приводят к затуханию коллективных колебаний. Поэтому условием существования плазменных колебаний является неравенство $\omega_p \tau \gg 1$, где τ — время релаксации свободных носителей заряда.

1.2 Объемные плазмоны

Как указывалось выше, плазменная частота ω_p разделяет высокочастотную и низкочастотную области, в которых плазма ведет себя совершенно различным образом. Электростатические поля с частотой меньше, чем ω_p , экранируются, в то время как влияние плазмы на поля большей частоты незначительно. Начало изучения коллективных явлений в твердых телах относится к тридцатым годам прошлого столетия, когда Р. Вуд впервые наблюдал прохождение ультрафиолетового излучения сквозь тонкие пленки натрия [19]. Этот эффект, получивший название диэлектрической аномалии, был объяснен Р. Кронигом на основе представлений об электронах проводимости как о плазме свободных заряженных частиц. Следующий важный шаг был сделан Г. Рутеманом и В. Лангом, которые обнаружили резонансную структуру в спектре потерь энергии быстрых электронов, прошедших через алюминиевую фольгу [20, 21]. В типичных экспериментах такого типа электронный пучок "простреливается" через тонкую металлическую фольгу (толщиной обычно менее 5000 Å). Пучок является моноэнергетическим с точностью до долей электронвольта, в то время как электроны пучка обладают энергией в несколько киловольт и выше. Типичный спектр характеристических потерь энергии (число электронов в зависимости от потерянной ими энергии) для Al показана на рисунке 1. Теоретическое объяснение наблюдаемого эффекта было дано Д. Бомом и Д. Пайнсом [23, 24]. Они показали, что эта резонансная структура обусловлена возбуждением продольных плазменных волн (плазмонов) в квантовой плазме твердого тела. Оказалось, что квантовые плазмы, равно как и классические, характеризуются весьма организованным, или коллективным, поведением как раз того типа, который можно было бы ожидать, исходя из дальнодействующего характера кулоновских сил.

В простейшем случае отклик трехмерной плазмы на продольное внешнее поле можно найти в приближении хаотических фаз (random phase approximation). Основным предположением этого приближения является то, что все

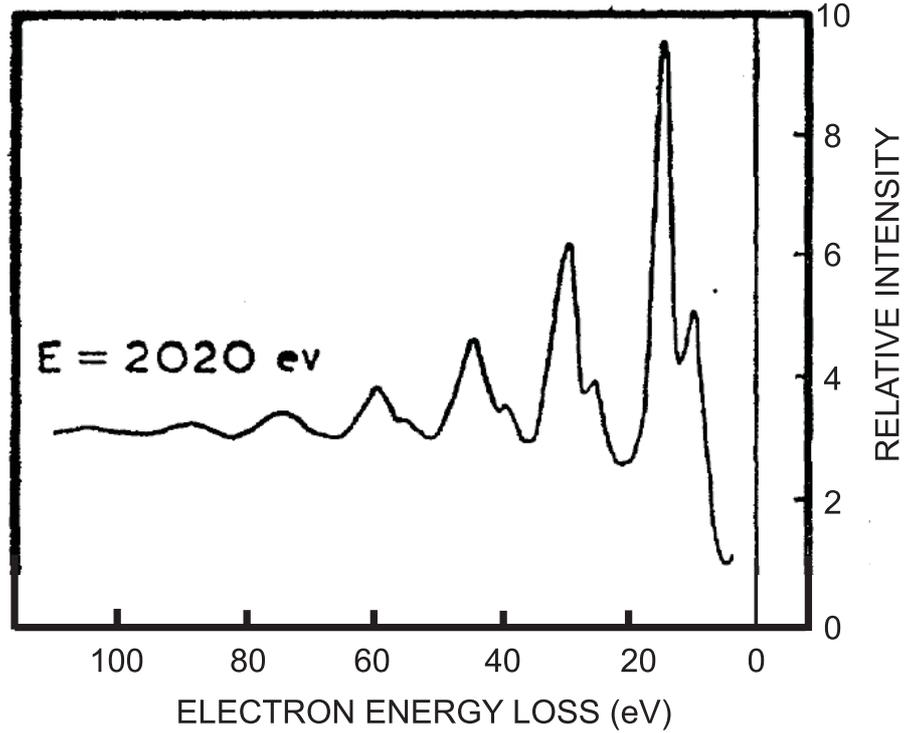


Рис. 1. Спектр энергетических потерь электронов, отражающихся от пленки алюминия. Энергия первичных (падающих) электронов равна 2020 эВ. На кривой наблюдается 12 пиков, обусловленных комбинациями потерь при энергиях 10.3 и 15.3 эВ; энергия 10.3 эВ связана с поверхностными плазмонами, а энергия 15.3 эВ — с объемными плазмонами. (Из работы Пауэлла и Свана [22])

уравнения для данного волнового вектора \vec{q} и частоты ω внешнего возмущения линеаризуются и рассматриваются отдельно. В данном приближении отклик плазмы описывается следующей диэлектрической функцией:

$$\varepsilon(\vec{q}, \omega) = 1 + \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_k \frac{f_0(\vec{k}) - f_0(\vec{k} + \vec{q})}{E(\vec{k} + \vec{q}) - E(\vec{k}) - \hbar\omega + i\hbar\alpha}, \quad (1)$$

где $f_0(\vec{k})$ — вероятность того, что в невозмущенном металле состояние с волновой функцией $|\vec{k}\rangle$ заполнено, $E(\vec{k})$ — энергия электрона в состоянии $|\vec{k}\rangle$, α — стремящаяся к нулю постоянная, отвечающая за включение взаимодействия. Выражение (1) известно как формула Линдхарда [25, 26]. Условием, определяющим существование плазменных колебаний, является $\varepsilon(\vec{q}, \omega) = 0$. Рассматривая с этой точки зрения формулу (1) можно найти дисперсионный закон для плазменных волн в трехмерной плазме:

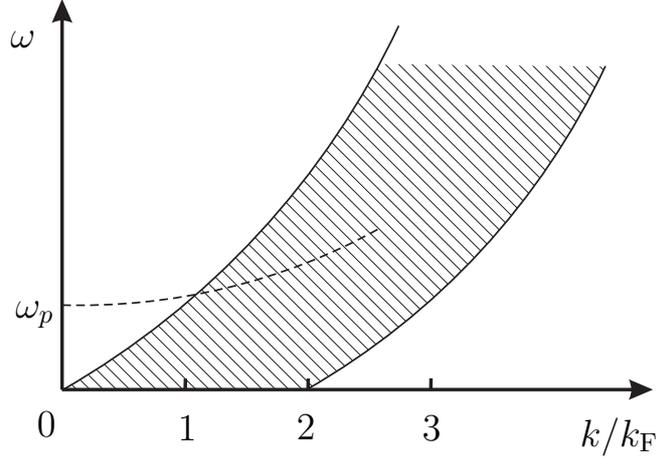


Рис. 2. Ветвь колебаний плазмонов. Штриховой линией отмечена область, где плазменные возбуждения сильно затухают за счет распада на одночастичные возбуждения.

$$\omega(q) = \omega_p \left(1 + \frac{3}{10} \frac{q^2 v_F^2}{\omega_p^2} \right), \quad \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m^*}}. \quad (2)$$

В этой формуле v_F и m^* — скорость Ферми и эффективная масса электронов. Таким образом, спектр плазмонов стартует с плазменной частоты ω_p , которая для реальных металлов имеет порядок величины $\hbar\omega_p = 1 - 20$ эВ. Спектр плазмонов обладает слабой дисперсией (рис. 2), что говорит о том, что в трехмерном случае плазменные волны являются локализованными возбуждениями. Одним из основных механизмов затухания плазмонов в плазме металлов является распад на одночастичные возбуждения (электрон - дырочные пары). Согласно законам сохранения энергии и импульса, плазмон с импульсом $\hbar\vec{k}$ может возбудить электрон с импульсом $\hbar\vec{p}$, если

$$\frac{\hbar^2 (\vec{p} + \vec{k})^2}{2m} - \frac{\hbar^2 \vec{p}^2}{2m} = \hbar\omega_p.$$

Отсюда

$$\frac{\hbar^2 \vec{k} \cdot \vec{p}}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \hbar\omega_p.$$

Поскольку p не превышает k_F , при малых \vec{k} рассматриваемый процесс, очевидно, невозможен. Минимальное значение k , начиная с которого возможен распад плазмона на электрон - дырочную пару, составляет

$$k \approx k_{\min} = \frac{\omega_p}{v_F}.$$

На рис. 2 штриховой линией отмечена область, где плазменные возбуждения сильно затухают за счет распада на одночастичные возбуждения. Энергия плазмона $\hbar\omega_p$ оказывается такой большой по сравнению с энергией одночастичного возбуждения $\hbar kv_F$ потому, что плазменные колебания с большими длинами волн представляют собой коррелированные движения очень большого коллектива электронов. Хотя ни один электрон в отдельности не испытывает сильного возмущения, энергия коллективного движения оказывается все же весьма большой, так как много электронов движется когерентным образом.

1.3 Плазмоны в двумерных электронных системах

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах значительно отличаются от объемных плазмонов. Самым ярким отличием является то, что в пределе больших длин волн ($q \rightarrow 0$) частота плазменных возбуждений стремится к нулю [4]. Этот факт может быть качественно понят следующим образом. Рассмотрим флуктуацию плотности двумерных электронов в форме периодических (с периодом $2\pi/q$, где q — волновой вектор плазмона) заряженных плоскостей (трехмерная плазма) или линий на поверхности (двумерная плазма). Возникающая при этом возвращающая электрическая сила стремится восстановить нейтральность в системе, приводя к плазменным колебаниям. Возвращающая сила не зависит от периода флуктуации для трехмерной плазмы и обратно пропорциональна периоду для двумерной плазмы. Таким образом, по аналогии с математическим маятником квадрат плазменной частоты не зависит от q для трехмерной плазмы и пропорционален q для двумерной плазмы.

Отклик бесконечной в латеральном направлении двумерной плазмы на внешнее возмущение определяется диэлектрической функцией [4]:

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{2\pi i \sigma_{xx} q}{\omega \varepsilon}, \quad (3)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость окружающей двумерную систему

среды, σ_{xx} — диагональная компонента тензора проводимости двумерных электронов. В простейшем приближении модели Друде тензор проводимости двумерных электронов задается следующими выражениями:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}, \quad (4)$$

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

где n_s и m^* — поверхностная плотность и эффективная масса двумерных электронов, а $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота. Количественно плазменная частота совпадает с нулями диэлектрической функции $\varepsilon(q, \omega)$. Когда $B = 0$ и $\omega\tau \gg 1$ дисперсия двумерных плазменных возбуждений, распространяющихся в электронном слое, находящемся в бесконечно протяженной диэлектрической среде, согласно формулам (3), (4) и (5) задается выражением [4]:

$$\omega_p^2(q) = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon} q, \quad \omega_p \tau \gg 1. \quad (6)$$

Следует сразу отметить, что в отличие от трехмерного случая дисперсионный закон (6) носит бесцелевой характер. Еще одной особенностью дисперсии двумерных плазмонов является то, что на ее вид оказывает сильное влияние диэлектрическое окружение электронной системы. В реальных структурах двумерная электронная система находится в многослойном диэлектрическом окружении (рис. 3). В таком случае диэлектрическую проницаемость ε следует заменить на диэлектрическую функцию [27]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_1 \tanh qd_1 + \varepsilon_0}{2 \varepsilon_1 + \varepsilon_0 \tanh qd_1} + \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_2 \tanh qd_1 + \varepsilon_0}{2 \varepsilon_2 + \varepsilon_0 \tanh qd_1}. \quad (7)$$

В простейшем случае, когда электронная система находится на границе двух полубесконечных диэлектриков ($d_1 = d_2 = \infty$) с проницаемостями ε_1 и ε_2 , диэлектрическая функция $\varepsilon(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$. Следует особо остановиться на случае реализуемом в МОП - структурах и гетероструктурах с затвором. В этом случае двумерный электронный слой с одной стороны граничит с полубесконечным диэлектриком $d_1 = \infty$ с проницаемостью ε_1 , а с другой

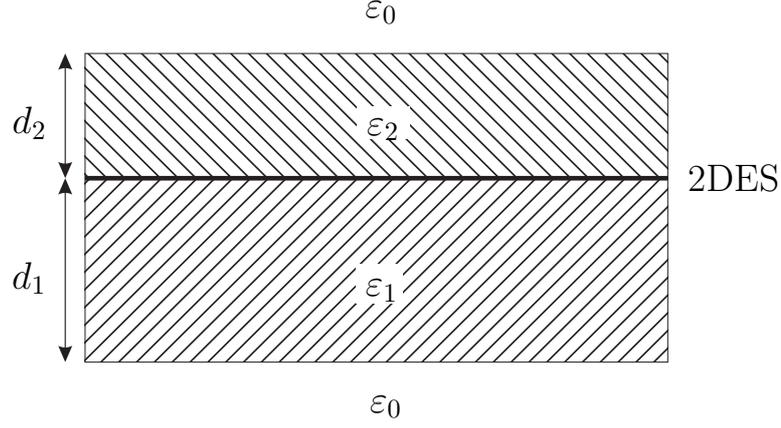


Рис. 3. Схематическое изображение многослойного диэлектрического окружения двумерного электронного слоя.

стороны с диэлектриком толщины $d_2 = d$ с проницаемостью ε_2 , на который напылен металл ($\varepsilon_0 = \infty$). Тогда согласно формуле (7) для случая двумерной электронной системы с экранирующим затвором находим [28]

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \coth qd}{2}. \quad (8)$$

В практически важном случае $qd \ll 1$ имеем $\varepsilon(q) = \varepsilon_2/qd$, что после подстановки в формулу (6) дает линейный закон дисперсии для "сильно экранированных" плазменных возбуждений [28]:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{2\pi n_s e^2 d}{m^* \varepsilon_2} q^2. \quad (9)$$

Важным с практической точки зрения является случай, когда плазменное возбуждение экранируется по периферии проводящими затворами или контактными электродами. Теоретическое рассмотрение плазменных колебаний в полоске двумерных электронов при латеральном экранировании металлическими контактами было проведено в работах [29, 30, 31, 32, 33]. В работах [29, 30] рассмотрено влияние экранирующего действия контактов на дисперсию и затухание плазменных волн в структуре без учета эффектов запаздывания. Было установлено, что индуцированные заряды в контактах существенно экранируют плазменные колебания, что приводит к заметному уменьшению плазменной частоты. В работах было показано, что в зависимости от соотношения проводимостей контактов и двумерной электронной

системы "смягчение" частоты плазменных колебаний может составлять от 10 до 35 процентов. При этом показано, что затухание плазменных волн в полоске может заметно вырасти за счет конечной проводимости латеральных контактов. К аналогичному выводу приходят авторы [31, 32] на основании теоретического рассмотрения распространения плазменных волн с учетом эффектов запаздывания, правда, получившие несколько больший коэффициент "смягчения".

В присутствии внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости двумерного электронного слоя, щель в спектре двумерных плазмонов восстанавливается. В приближенной модели Друде, где σ_{xx} задается формулой (4), спектр магнитоплазмонов описывается выражением [28, 34]:

$$\omega_{mp}(q) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2(q)}. \quad (10)$$

Двумерные плазменные возбуждения впервые экспериментально наблюдались в системе электронов на поверхности жидкого гелия [35]. Электроны удерживались на поверхности жидкого гелия за счет сил электростатического изображения и двигались в плоскости поверхности гелия. Возбуждение плазменных волн производилось путем подачи мега/гигагерцового переменного напряжения на обкладки конденсаторной ячейки, внутри которой находилась поверхность гелия с электронами. Несколько позже двумерные плазмоны были обнаружены и тщательно изучены в кремниевых (100) МОП-структурах [36, 37]. Измерения производились методом Фурье-спектроскопии по поглощению мощности излучения МОП-структурой. Плазменные волны в электронной системе возбуждались посредством металлического решетчатого затвора, напыленного на поверхность структуры. На рисунке 4 показано положение плазменных резонансов, измеренное в зависимости от электронной плотности n_s . Сплошной кривой на рисунке показано теоретическое предсказание, основанное на выражении (6) при соответствующем выборе диэлектрической функции. В этих же системах также наблюдалась эмиссия инфракрасного излучения, связанная с радиационным распадом двумерных

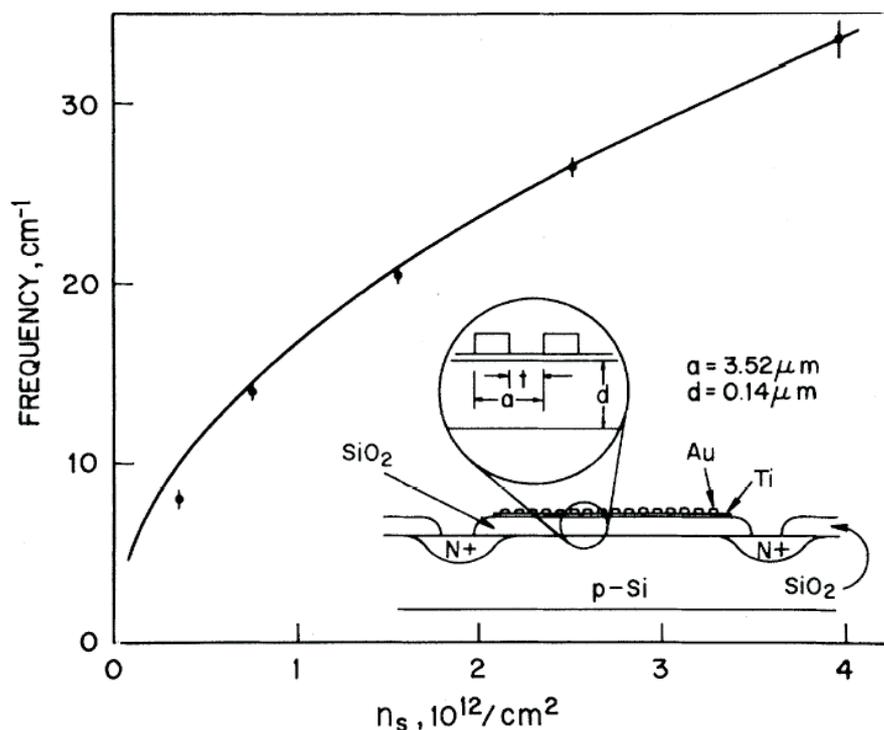


Рис. 4. Частотное положение плазменных резонансов, измеренное в зависимости от электронной плотности n_s в МОП-транзисторе. Сплошная линия представляет теоретический расчет согласно формуле (6). На вставке к рисунку показано поперечное сечение использованной кремниевой МОП-структуры с прозрачным титановым и решетчатым золотым затворами. (Заимствовано из работы [36])

плазмонов при накачке постоянным током [38]. Позже двумерные плазмоны были изучены в системе двумерных электронов на AlGaAs/GaAs гетероструктурах. Исследования проводились посредством Рамановской спектроскопии [39], эмиссии в дальнем инфракрасном диапазоне [40], поглощения излучения инфракрасного диапазона [41]. Двумерные плазмоны были также обнаружены в двумерной дырочной системе инверсионного слоя кремния (100) [42, 43]. Было обнаружено, что плазменная дисперсия в этой системе отражает сильную непараболичность и анизотропию энергетического спектра дырок в кремнии.

Все перечисленные выше экспериментальные работы по изучению двумерных плазменных возбуждений в твердотельных системах были выполнены в терагерцовом или дальнем инфракрасном диапазоне частот. Это было связано с тем, что качество структур не позволяло продвинуться ниже по

частоте из-за ограничения $\omega_p \tau \gg 1$. Прогресс в технологии роста структур за несколько последних десятилетий привел к увеличению подвижности двумерных электронов на несколько порядков величины. Это дало возможность исследовать двумерные плазмоны при гораздо более низких частотах — микроволнового диапазона. Эти эксперименты продемонстрировали целый ряд новых физических явлений. Например, при низких частотах, когда плазменная скорость сравнивается со световой, происходит образование гибридного поляритонного возбуждения [44, 45]. Было установлено, что вследствие гибридизации со световой волной частота и магнитодисперсия плазменного возбуждения претерпевают радикальное изменение. Интерес также представляет изучение плазменных возбуждений в высокоподвижных двумерных дырочных системах, возникающих в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, выращенных в направлении (001). Основным отличием дырочных каналов, по сравнению с электронными, являются гораздо большая величина спин-орбитального взаимодействия, что позволяет надеяться реализовать различные спинтронные устройства на базе двумерных дырочных систем высокого качества [46]. Однако, экспериментальное определение спин-орбитального взаимодействия в дырочной системе в зависимости от электрического поля представляет собой недостаточно изученную задачу. Мощным инструментом для решения этой задачи оказывается микроволновая спектроскопия дырочных циклотронных, магнитоплазменных и спин-плазменных резонансов. В экспериментальных работах [47, 48] было установлено, что из-за сильной непараболичности и анизотропии дисперсии двумерных дырок, плазменный спектр обладает целым рядом особенностей. Обнаружен рост циклотронной массы тяжелой дырки от $0.27m_0$ до $0.49m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) при увеличении концентрации дырок от $n_s = 0.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ до $n_s = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Исследовано спин-орбитальное расщепление основной подзоны тяжелых дырок.

1.4 Плазмоны в ограниченных двумерных электронных системах

Ограничение движения двумерных электронов приводит к поперечному квантованию волновых векторов q_N ($N = 1, 2, \dots$) плазменных возбуждений. При этом, интенсивности плазменных мод с различными N сильно отличаются [49]. Например, при возбуждении плазменных колебаний поперек длинной полоски шириной W , волновой вектор плазмона принимает значения $q_N = N\pi/W$, где ($N = 1, 2, \dots$). Вследствие сложного профиля распределения плотности заряда плазменной волны поперек полоски, частота плазмона ω_p (формула (6)) несколько уменьшается. Для фундаментальной моды ($N = 1$) коэффициент "смягчения" составляет приблизительно 0.85 [49].

Пространственное квантование волнового вектора плазмона наблюдается также и в электронных дисках. Для фундаментальной моды экспериментально было установлено, что $q_1 = 2.4/d$ [44], где d — диаметр диска. Впервые резонансный плазмонный отклик в дисках (диаметром 3 мкм) наблюдался на AlGaAs/GaAs гетероструктурах методом Фурье-спектроскопии [5]. На рисунке 5 показана зависимость резонансной плазменной частоты от магнитного поля, измеренная в дисках диаметром 3 мкм. Наряду с верхней резонансной модой, отвечающей объемному магнитоплазмону с частотой, асимптотически стремящейся к циклотронной в пределе бесконечного магнитного поля, в диске наблюдается нижняя ветвь, соответствующая особой краевой моде (краевому магнитоплазмону), частота которой уменьшается с ростом поля. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром d , частоты верхней и нижней магнитоплазменных ветвей описываются следующим выражением [5, 50]:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2} \quad (11)$$

где ω_p — частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле. Знак плюс соответствует верхней объемной магнитоплазменной моде, тогда как, знак минус нижней краевой магнитоплазменной моде. Как обсуждалось выше, в отсутствие эффектов запаздывания плазменная частота в нулевом

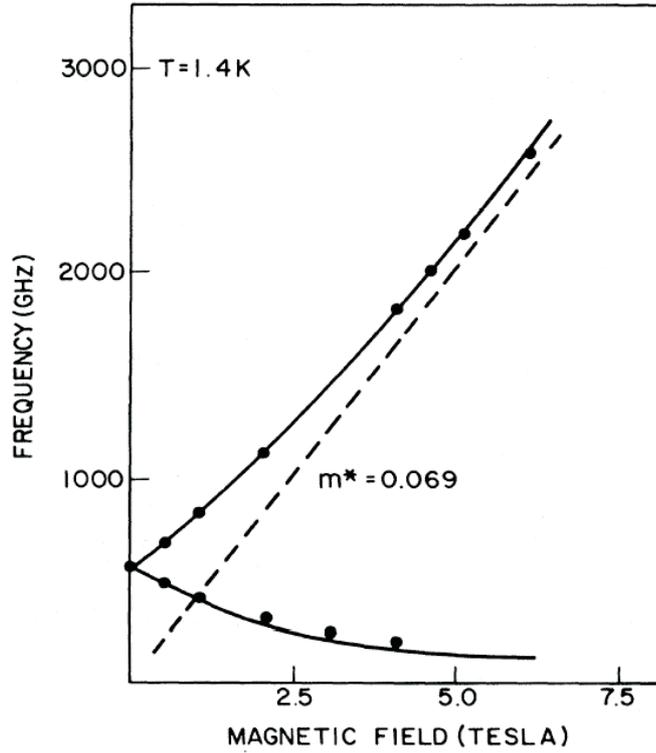


Рис. 5. Магнитополевая зависимость резонансных плазменных частот, измеренная в дисках с диаметром $d = 3$ мкм и концентрацией двумерных электронов $n_s = 5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошной линией показана теоретическая кривая (формула (11)). (Из работы Аллена [5])

магнитном поле описывается выражением:

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

где $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая функция, m^* — эффективная масса электронов. Следует заметить, что формула (11) хорошо описывает экспериментальные данные для краевой моды лишь в пределе малых магнитных полей (до 0.1 Тл), тогда как в больших полях наблюдается значительное расхождение между теорией и экспериментом [51]. Подобное расхождение может быть вызвано тем, что выражение (11) было получено в рамках модели сплюсненного эллипсоида [5, 50], в то время как в рассматриваемых дисках распределение равновесной плотности однородно вплоть до самых границ, а затем быстро убывает в обедненном слое, имеющем характерный размер в несколько микрон.

В ограниченных двумерных электронных системах был обнаружен новый

тип коллективных плазменных возбуждений — краевые магнитоплазмоны (КМП), распространяющиеся вдоль границ исследуемых систем и локализованных у этих границ в больших магнитных полях [5, 52, 53, 54]. Краевые плазменные возбуждения обладают бесщелевым спектром, в сильном магнитном поле ($\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$) описываемым выражением [55, 6, 56, 57]:

$$\operatorname{Re} \omega_{\text{emp}} = \frac{2q\sigma_{xy}}{\varepsilon(q)} \left(\ln \frac{2}{ql} + 1 + o(1) \right), \quad ql \ll 1, \quad (12)$$

где q — волновой вектор КМП, $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая функция, l — размер, на котором вдоль края электронной системы происходит локализация плотности заряда волны. Формула (12) является точным аналитическим выражением для спектра КМП в модели резкого края двумерной электронной системы с геометрией бесконечной полуплоскости [55, 6]. Длина локализации заряда КМП определяется диагональной компонентой тензора проводимости:

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

Таким образом, согласно формуле (12) частота КМП ω_{emp} пропорциональна электронной плотности n_s и обратно пропорциональна магнитному полю B и латеральному размеру системы (слабо меняющимся логарифмическим членом можно пренебречь), то есть $\omega_{\text{emp}} \propto n_s q / B$. В зависимости от параметров электронной системы краевые магнитоплазмоны могут наблюдаться в очень широком частотном диапазоне, от ИК частот в субмикрометровых образцах, до микроволновых и радио частот в системах макроскопического (сантиметрового) размера.

Затухание КМП в низкочастотном пределе ($\omega_{\text{emp}} \tau \ll 1$) не зависит от диссипативной компоненты тензора проводимости σ_{xx} :

$$\operatorname{Im} \omega_{\text{emp}} \propto -\frac{2\pi |\sigma_{xy} q|}{\varepsilon(q)}.$$

В высокочастотном пределе ($\omega_{\text{emp}} \tau \gg 1$)

$$\operatorname{Im} \omega_{\text{emp}} \propto -\frac{\pi}{\tau} \left(\ln \frac{1}{ql} \right)^{-1}.$$

Подробное экспериментальное исследование затухания КМП в дисках показало, что приведенные формулы качественно хорошо описывают затухание магнитоплазмонов [58, 51]. В сильных магнитных полях $\omega_c\tau \gg 1$, затухание КМП может быть мало как при ($\omega_{\text{emp}}\tau \gg 1$), так и при ($\omega_{\text{emp}}\tau \ll 1$). Благодаря этому свойству существует возможность экспериментального наблюдения КМП на малых частотах. Частота КМП пропорциональна холловской проводимости σ_{xy} двумерных электронов. Поскольку квантовый эффект Холла наблюдается не только в транспортных экспериментах с постоянным током, но также и при конечных (микроволновых) частотах [59, 60, 61], спектроскопия КМП может быть использована в качестве эффективного инструмента для исследований целочисленного и дробного эффектов Холла.

Впервые КМП наблюдались при исследовании поглощения инфракрасного излучения (ИК) в AlGaAs/GaAs гетероструктурах [5], а также в двумерном электронном слое на поверхности жидкого гелия [52, 53]. Эксперименты по поглощению ИК излучения полупроводниковыми гетероструктурами проводились на массиве дисков радиусом 3 мкм, с расстоянием между центрами соседних 4 мкм. В нулевом магнитном поле резонансный пик поглощения наблюдался на частоте размерного квантования плазмона (рис. 5). С ростом магнитного поля происходит расщепление плазмонного резонанса на две моды, одна из которых стремится к циклотронной частоте, а другая к нулю. Нижняя мода соответствует краевому магнитоплазмону. В работах [52, 53, 54] исследовались дисперсия и затухание плазменных волн в электронной плазме на поверхности жидкого гелия. Для экспериментов применялись металлические ячейки в форме параллелепипеда [52] или цилиндра [53, 54], наполовину заполненные жидким гелием, на поверхности которого формировалась двумерная электронная система. В экспериментах [53, 54] КМП возбуждались посредством меандровой линии передачи, расположенной на нижнем электроде в частотном диапазоне 1 — 400 МГц. В экспериментах [52] каждый из электродов ячейки разделялся на три части равной площади. Для возбуждения КМП к центральной секции верхнего электрода прикладывалось переменное напряжение частотой 1 — 200 МГц, которое изменяло локальную

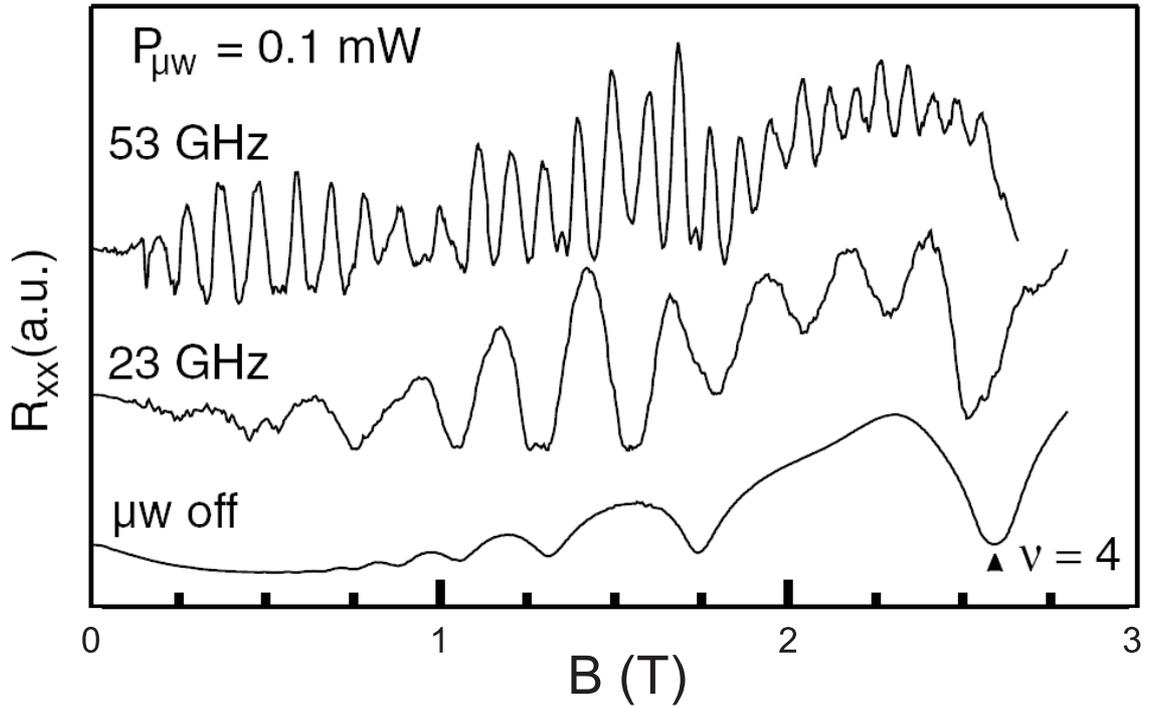


Рис. 6. Сопротивление R_{xx} , измеренное как функция магнитного поля B без облучения (нижняя кривая) и при облучении микроволновым излучением с частотой 23 ГГц и 53 ГГц. Расстояние от места возбуждения КМП до места интерференции равнялось $L = 0.5 \text{ мм}$. Электронная плотность в структуре составляла $n_s = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (Заимствовано из работы Кукушкина [7])

электронную плотность под этим электродом, что приводило к возникновению плазменных волн в системе.

В отличие от электромагнитных волн скорость плазменных волн (в частности, краевых магнитоплазменных волн) в двумерных электронных системах легко регулируется в широких пределах путем изменения электронной концентрации или приложения 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, 62, 63]. В пионерской работе [7] был обнаружен и исследован новый тип магнитоосцилляций фото - ЭДС и продольного магнитосопротивления в двумерных электронных системах в условиях непрерывного облучения структуры элек-

ромагнитного излучения СВЧ диапазона. Характерной особенностью этих осцилляций является их периодичность по магнитному полю (а не по обратному магнитному полю, как в большинстве магнитоосцилляционных эффектов). Было установлено, что период осцилляций определяется частотой электромагнитного излучения, плотностью двумерных электронов и расстоянием между потенциальными контактами (рис. 6). Такое поведение осцилляций обусловлено интерференцией краевых магнитоплазмонов, когерентно возбуждаемых электромагнитным излучением в приконтактных областях [64] и распространяющихся вдоль границы двумерной электронной системы. Действительно, скорость КМП с логарифмической точностью пропорциональна холловской проводимости (формула (12)) $v_{\text{emp}} \propto \sigma_{xy} \propto n_s/B$. Предполагая, что волновой вектор КМП при конструктивной интерференции равен $\pi N/L$ ($N = 1, 2, \dots$), где L — расстояние вдоль границы двумерной электронной системы от места излучения КМП до места интерференции, находим период ΔB осцилляций:

$$\Delta B \propto n_s/fL. \quad (14)$$

Было установлено, что эта формула хорошо описывает экспериментальные данные. Интерференционные эксперименты требуют глубокого понимания процессов возбуждения, распространения и интерференции плазменных волн в электронных системах пониженной размерности. Важнейшим параметром для распространения плазменных волн в ДЭС является длина пробега, определяющая расстояние, на котором происходит заметное затухание амплитуды плазменной волны. Затухание плазменных волн зависит, во-первых, от электронного рассеяния и, во-вторых, от радиационных потерь. В экспериментах по интерференции КМП диагональная компонента тензора сопротивлений велика по сравнению с волновым сопротивлением вакуума, поэтому радиационными потерями можно пренебречь. Влияние электронного механизма рассеяния на затухание КМП было подробно рассмотрено в работе [65]. Согласно этому теоретическому рассмотрению длина пробега КМП вдоль края полубесконечной электронной системы описывается следующим выражением:

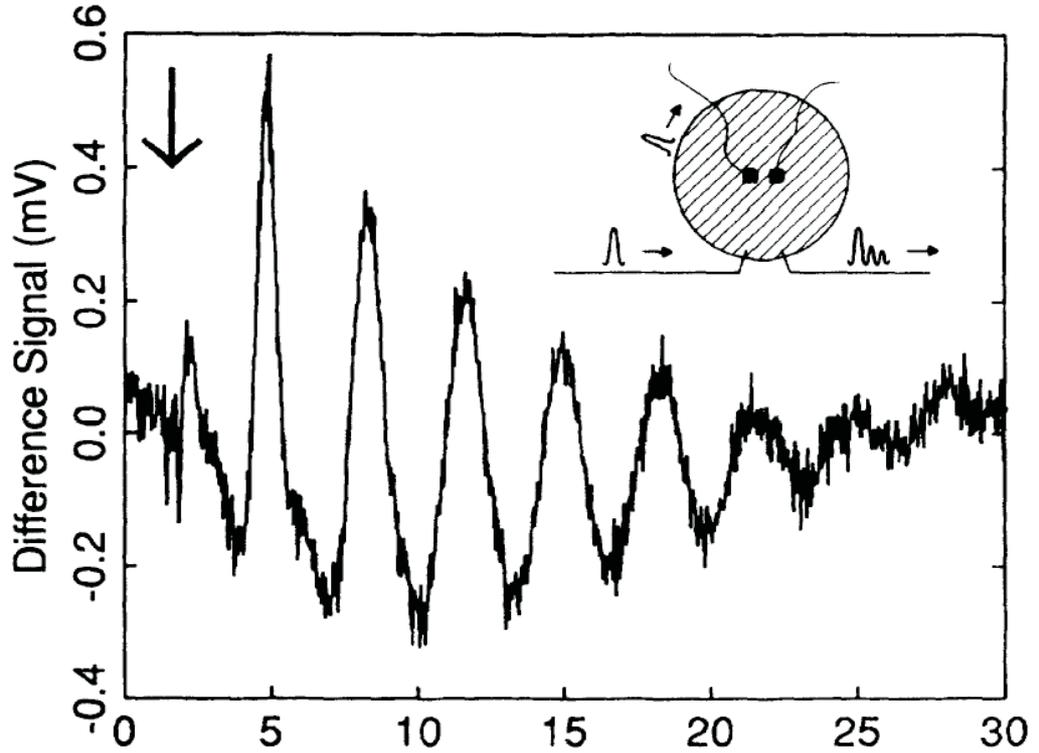


Рис. 7. Отклик детектора на 100 пс импульс на генераторе. Стрелка показывает момент приложения генерирующего импульса. Данные сняты при магнитном поле 5.1 Тл ($\nu = 1$). Направление поля выбрано таким образом, что краевой магнитоплазмон распространяется от генератора к детектору по длиннейшему из путей. Температура на образце $T = 0.3$ К. На вставке показана схема исследуемого образца. (Из работы Ашори [66])

ем:

$$L_{\text{emp}} \propto \frac{n_s e^2 \tau}{m^* \omega} \frac{1}{1 + 0.09 \frac{\omega_c \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}}. \quad (15)$$

Экспериментальному изучению длины пробега КМП было посвящено множество работ [66, 67, 68]. В работе [66] изучалось распространение КМП в диске диаметром 540 мкм, на край которого напылялись два затвора размером 10×10 мкм². Один из затворов использовался для возбуждения КМП электрическими импульсами продолжительностью 100 пс, а другой для детектирования флуктуаций заряда в ДЭС. Детектирование осуществлялось посредством транзистора с шириной полосы преобразования 12 ГГц. Расстояние между затворами вдоль края электронной системы составляло 100 мкм. На рисунке 7 представлен сигнал на детектирующем затворе в зависимо-

сти от времени. Стрелкой показан момент приложения генерирующего импульса. Эксперименты проводились на образце с электронной плотностью $n_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 6.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Видно, что детектируемый сигнал претерпевает значительное ослабление лишь когда магнитоплазмон в шестой раз огибает диск. Таким образом, в условиях эксперимента длину пробега КМП можно оценить как $L_{\text{emp}} \approx 10 \text{ мм}$.

В работах [67, 68] было проведено исследование распространения и затухания краевых магнитоплазменных волн в образцах макроскопического размера ($7 \times 7 \text{ мм}^2$). При этом частоты КМП оказываются ниже 0.5 ГГц. В исследованиях применялась методика пропускного резонатора, где в роли резонатора выступала сама двумерная электронная система [69]. Возбуждение и детектирование КМП осуществлялось двумя коаксиальными кабелями с открытыми концами, между которыми располагался образец. В экспериментах наблюдалась фундаментальная мода КМП с рекордной добротностью $Q \approx 110$. Фундаментальная мода наблюдалась на частоте 160 МГц в магнитном поле 7 Тл ($\nu = 2$). Плотность двумерных электронов равнялась $n_s = 3.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность составляла $\mu = 1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Длину пробега КМП можно оценить, зная добротность плазменного резонанса и размер структуры. Оценки дают следующую величину $L_{\text{emp}} \approx 100 \text{ мм}$. Таким образом, в высококачественных образцах длина пробега плазмонов может достигать нескольких сантиметров. Это обстоятельство позволяет наблюдать и изучать эффекты плазменной интерференции на структурах макроскопического (миллиметрового) размера.

В низкоразмерных системах, таких как квантовые проволоки и макроскопические электронные полоски, наряду с краевыми магнитоплазменными модами, возникает новый тип коллективных возбуждений — одномерный плазмон. Основным отличием одномерных плазменных возбуждений от двумерных является их линейный закон дисперсии (с логарифмическим множителем, существенным в области малых волновых векторов), а также их поведение в магнитном поле. От краевых магнитоплазмонов эти возбуждения отличаются сильной зависимостью фазовой скорости одномерных плазмонов

от ширины исследуемых полосок.

Дисперсия одномерного плазмона была впервые получена более ста лет назад Зоммерфельдом [70], а также в ряде более поздних работ [71, 72, 73, 74, 75]. В модели полуэллиптического профиля распределения электронной плотности поперек полоски $n_0(x) = N_0 \sqrt{1 - (x/a)^2}$, $|x| < a$ (a — полуширина полоски, N_0 — локальная концентрация электронов в центре полоски), аналитическое выражение для дисперсии одномерного плазмона имеет вид [75]:

$$\omega_{1D}^2(q) = \frac{2n_s e^2 a}{m^* \epsilon^*} \left[\ln \left(\frac{4}{qa} - 0.577 \right) \right] q^2, \quad qa \ll 1. \quad (16)$$

Магнитополевая зависимость частоты одномерного плазмона описывается формулой [75]:

$$\omega_{1D}^2(q, B) = \frac{\Omega_0^2 a^2 q^2}{2} \frac{\Omega_0^2}{\Omega_0^2 + \omega_c^2} \ln \left(\frac{4}{|q| a e^\gamma} \right), \quad qa \ll 1, \quad (17)$$

где ϵ^* — эффективная диэлектрическая проницаемость, $\gamma = 0.577$ — постоянная Эйри, $\Omega_0 = \sqrt{\frac{2\pi N_0 e^2}{\epsilon^* m^* a}}$ — частота осцилляций единичного электрона в параболическом потенциале полоски.

Первые экспериментальные работы по исследованию свойств одномерных плазмонов были выполнены с помощью методов инфракрасной спектроскопии [76] и неупругого рассеяния света [77, 78]. Основным недостатком этих экспериментов являлось то, что с целью усиления плазменного отклика, измерения в обоих случаях приходилось проводить не на одиночных полосках, а на периодических сверхрешетках. Сильное кулоновское взаимодействие между близлежащими электронными проволоками в таких системах приводит к подавлению эффектов, связанных с одномерными плазмонами [79]. Наблюдаемые плазменные колебания демонстрируют черты, характерные для двумерных плазмонов, что находит подтверждение в соответствующих теоретических расчетах [80]. Недавно, с помощью методики оптического детектирования микроволнового поглощения, обладающей высокой чувствительностью, были исследованы спектры плазменных колебаний в одиночных макроскопических электронных полосках [58]. Для этого на поверхности образцов

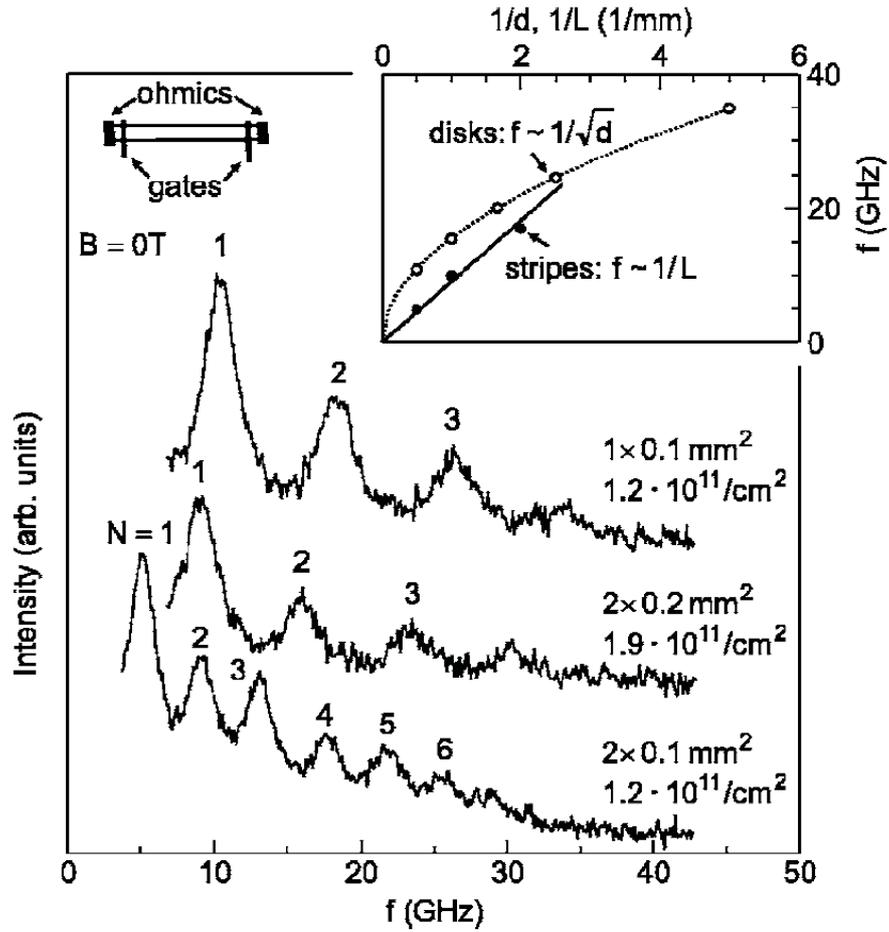


Рис. 8. Спектры микроволнового поглощения, измеренные при $B = 0$ Тл и $T = 1.5$ К на полосках со следующими геометриями и электронными плотностями: $2 \times 0.1 \text{ мм}^2$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $2 \times 0.2 \text{ мм}^2$ и $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $1 \times 0.1 \text{ мм}^2$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке показана частота фундаментальной моды в дисках, измеренная как функция диаметра диска d , а также в полосках с шириной 0.1 мм как функция длины полоски L . (Из работы Кукушкина [58])

были изготовлены потенциальные пальчиковые затворы, с помощью которых можно было изменять локальную плотность двумерных электронов под ними (прикладывая переменное напряжение подводимого микроволнового излучения) и тем самым возбуждать плазменные волны. Полоски помещались в центр копланарной микрополосковой линии, по которой микроволновое возбуждение согласованно передавалось электронной системе. В экспериментах исследовались узкие полоски с отношением длины к ширине $20 : 1$ и $10 : 1$. На рисунке 8 представлены частотные зависимости микроволнового поглощения в одиночных полосках с различным отношением длины к ширине и разными

электронными плотностями. В спектрах поглощения наблюдается несколько резонансных пиков, соответствующих стоячим плазменным волнам, которые формируются вдоль длинной стороны полоски с $q = N\pi/L$ ($N = 1, 2, \dots$), где L — длина полоски. Преобладание резонансных мод с нечетными номерами в спектрах микроволнового поглощения может быть объяснено в рамках дипольного приближения, согласно которому только такие моды возбуждаются в однородном микроволновом поле [49]. Видно, что плазменные колебания в узких полосках обладают линейным законом дисперсии вплоть до волновых векторов $q = 1/W$ (W — ширина полоски), что позволяет сделать вывод об одномерной природе этих возбуждений. В работе [58] показывается, что в пределе больших волновых векторов $q \gg 1/W$ происходит обратный переход от линейного к корневому поведению дисперсионной зависимости, характерному для двумерного плазмона. Логарифмический множитель в формуле (16) становится существенным для волновых векторов в сотни раз меньших обратной ширины полоски [81]. В работе [81] для иллюстрации влияния логарифмического члена в законе дисперсии одномерного плазмона исследовались спектры микроволнового поглощения полосок с продольными размерами 0.5, 1, и 2 мм, поперечными размерами от 2 до 200 мкм и концентрацией двумерных электронов $1.8 \cdot 10^{11}$ см⁻². Было найдено, что в пределе узких полосок с большим отношением длины к ширине (50 — 1000) экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую, соответствующую логарифмической зависимости (16). Наоборот, в области малых значений $\ln(L/W)$ наблюдается заметное расхождение между экспериментом и теорией, связанное с неприменимостью выражения (16) (точнее, его логарифмической части) к описанию дисперсии одномерного плазмона в относительно широких полосках.

Важным представляется исследование перехода от 2Д к 1Д поведению магнитоплазменных мод. Этот переход можно проследить на примере одиночных полосок ДЭС с разным отношением длины к ширине [58], а также в мезах эллиптической формы с различным соотношением между большой и малой осями [82]. Интересным случаем является переход 2Д \rightarrow 1Д в электронных системах с кольцевой геометрией при варьировании отношения внешнего

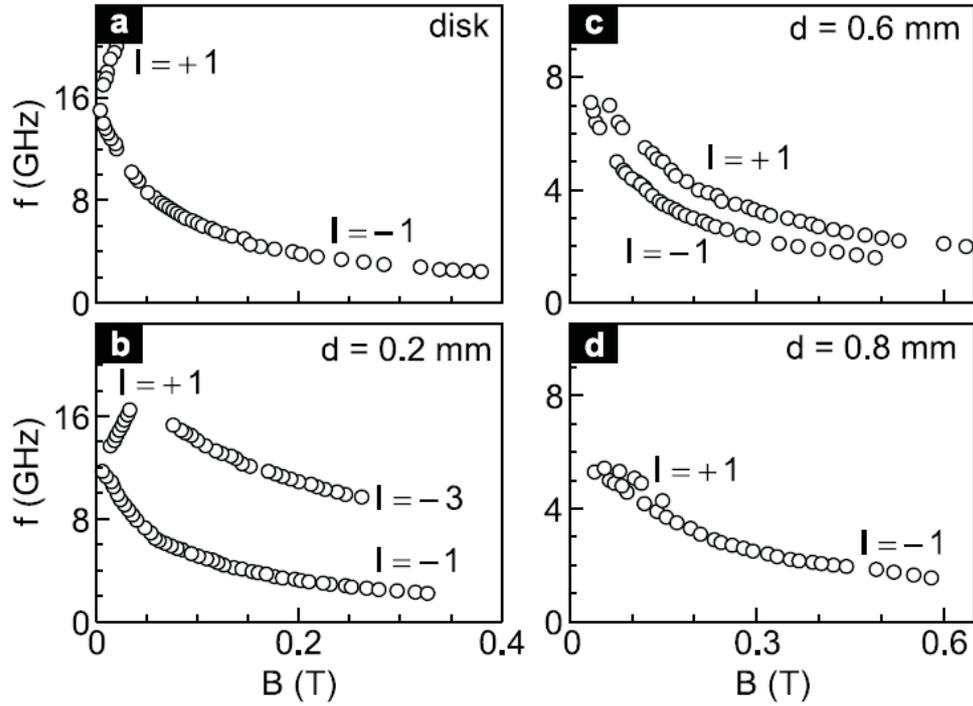


Рис. 9. Резонансные частоты магнитоплазменных мод в диске и в структурах с геометрией кольца. Внешний диаметр D диска (а) и колец (b)-(d) равен 1 мм. На каждой вставке указаны соответствующие значения внутреннего диаметра d колец. Величины электронной плотности в образцах были приблизительно одинаковыми и составляли $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (Заимствовано из работы Ковальского [85])

диаметра кольца D к внутреннему диаметру d . В первых работах по изучению магнитоплазменных возбуждений в массиве колец отношение $\eta = d/D$ изменялось в диапазоне $1/4 - 1/2$, который не охватывал предельные случаи диска и тонкого кольца [83]. Недавно были выполнены более аккуратные измерения, охватывающие больший диапазон η и выполненные на одиночных дисках [84, 85]. На рисунке 9(b)-(d) представлены магнитолевые зависимости резонансных частот плазменных мод, наблюдаемых в спектрах поглощения колец с одинаковым внешним диаметром $D = 1$ мм и разными внутренними диаметрами $d = 0.2, 0.6$ и 0.8 мм. Для сравнения на рисунке 9(a) показан магнитоплазменный спектр для диска диаметром $D = 1$ мм. Несмотря на то, что диски и кольца имеют одинаковую радиальную симметрию, спектр магнитоплазменных резонансов для случая кольцевой геометрии качественно отличается от геометрии диска (рис. 9). Наиболее ощутимая разница прояв-

ляется в поведении моды с $l = +1$, которую мы в дальнейшем будем называть верхней резонансной ветвью. Как в диске (рис. 9(a)), так и в широком кольце с отношением $d/D = 0.2$ (рис. 9(b)), эта мода демонстрирует положительную магнитодисперсию в малых полях. Наоборот, в узких кольцах с отношением d/D , превышающем значение $1/2$ (рис. 9(c)-(d)), верхняя резонансная ветвь имеет отрицательную магнитодисперсию во всем диапазоне магнитных полей. Это по-видимому связано с тем, что наблюдаемое возбуждение связано с плазменной волной, распространяющейся вдоль внутренней границы кольца и локализованной у краев структуры в достаточно сильных магнитных полях.

1.5 Плазмонные поляритоны

Плазмонные поляритоны являются гибридными возбуждениями плазменных и световых волн. Интерес к ним обусловлен тем, что они сочетают уникальные свойства плазмонов и фотонов. С одной стороны, их дисперсионные свойства определяются параметрами материала, где происходят осцилляции зарядовой плотности поляритона. Таким образом, скорость поляритонов может регулироваться в широких пределах путем, например, изменения электронной плотности материала [12]. С другой стороны, световая природа поляритонов позволяет применить к их исследованию продвинутое оптические методики. Исследование плазмонных поляритонов на поверхности металлов привело к открытию целого класса новых физических явлений, таких как поверхностно-усиленное комбинационное рассеяние света, аномальное прохождение света через дифракционную решетку, плазменная оптика, лазер на металлической нано-сфере [12, 13, 86, 87].

Рассмотрим первым обнаруженный тип плазмонных поляритонов — поляритон на поверхности металлов [88, 12]. Электронные заряды на поверхности металлов могут испытывать когерентные флуктуации, которые и называются поверхностными плазмонами-поляритонами. Они были впервые обнаружены в экспериментах по энергетическим потерям электронов [89]. Частот

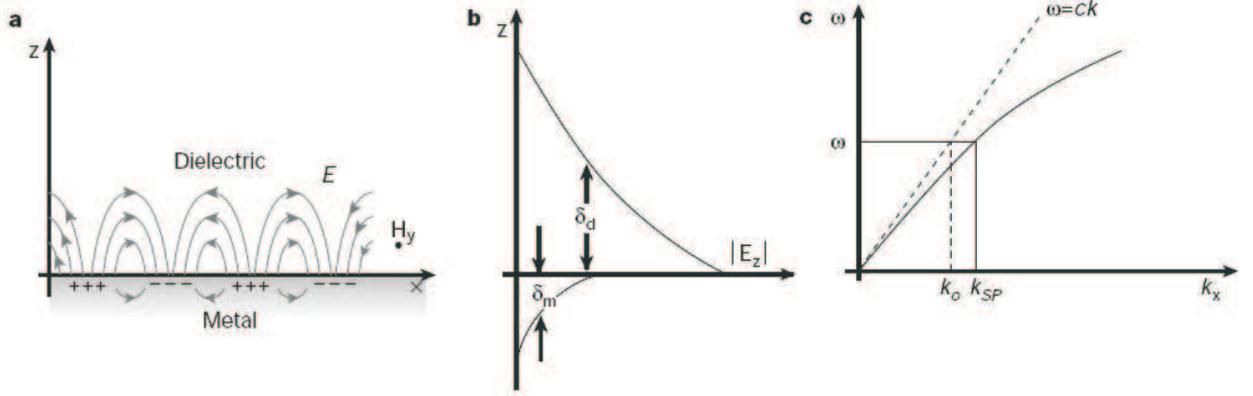


Рис. 10. (а) Конфигурация электрических \vec{E} и магнитных полей \vec{H} поверхностного плазменного поляритона. Поляритонная волна является поперечной по магнитному полю. (б) Вследствие того, что поляритон является гибридным возбуждением электромагнитной волны и волны поверхностной зарядовой плотности, то компонента электрического поля, перпендикулярная поверхности металла, убывает экспоненциально с расстоянием от поверхности металла. Типичные масштабы $\delta_m \approx 10$ нм, $\delta_d \approx 500$ нм для длин волн 500 нм. (с) Дисперсия поверхностного поляритона в области малых частот. (Заимствовано из работы [13])

та этих продольных осцилляций ω связана с волновым вектором k_x дисперсионным соотношением $\omega(k_x)$. Эти осцилляции заряда связаны со смешанным продольно-поперечным электромагнитным полем, которое исчезает при $|z| \rightarrow \infty$ (рис. 10), и обладает максимумом на поверхности металла $z = 0$. Такая конфигурация полей типична для поверхностных волн. Для понимания происхождения новой поверхностной моды необходимо рассмотреть решения уравнений Максвелла на границе полубесконечного диэлектрика (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$) с полубесконечным металлом (проницаемость $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$) (рис. 10). Оказывается, в системе может распространяться электромагнитная волна лишь ТМ типа (компонента вектора магнитной индукции вдоль направления распространения волны равна нулю) с волновым вектором k_x [90]:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}.$$

При этом электромагнитное поле локализовано на границе раздела металл-

диэлектрик. Поле проникает в материалы на характерные расстояния:

$$\frac{1}{\delta_d} = \frac{\omega}{c} \sqrt{-\frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad \frac{1}{\delta_m} = \frac{\omega}{c} \sqrt{-\frac{\varepsilon_m^2}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}.$$

Отсюда следует, что в бездиссипативном случае ($\varepsilon_d'' = \varepsilon_m'' = 0$) для существования моды необходимо, чтобы проницаемости ε_d' и ε_m' были противоположных знаков и $\varepsilon_m' < -\varepsilon_d'$. В литературе эту локализованную на поверхности раздела двух материалов волну называют модой Фано [90]. Поскольку проницаемость большинства диэлектриков обычно положительна, то для существования моды необходимо, чтобы действительная часть диэлектрической проницаемости плазмы металла была отрицательной. В приближении свободных электронов для металлов имеем:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau}.$$

Диэлектрическая проницаемость металлов отрицательна, когда частота возбуждения меньше плазменной частоты. Для таких типичных металлов как золото, серебро и алюминий это условие выполняется в видимом и инфракрасном диапазонах спектра. Для реальных металлов мнимые части диэлектрических проницаемостей ε_d'' и ε_m'' не равны нулю. Это обуславливает затухание поверхностных плазмонов. Плазмоны могут распространяться вдоль поверхности лишь на конечные расстояния порядка микрона.

Особенно важным вопросом является проблема возбуждения поверхностных поляритонов. Возбуждение поляритонов можно осуществлять быстрыми электронами, либо напрямую светом. При возбуждении поляритонов первым из методов поток быстрых электронов направляется перпендикулярно поверхности металла. Проходя через металл быстрые электроны передают импульс k_x и энергию ΔE поверхностной волне. Измеряя угловую зависимость энергетических потерь быстрых электронов, можно восстановить дисперсию поляритонов. Однако, описываемая методика хорошо работает лишь для $k_x > \omega_p/c$. Это вызвано конечной величиной апертуры электронного пучка. Для возбуждения поверхностных поляритонов светом необходимо преодо-

леть осложнение, связанное с тем, что дисперсия поляритона располагается правее световой линии ($k_x > \omega/c$). При фиксированной энергии фотона $h\omega$ для преобразования фотона в поляритон необходимо к волновому вектору фотона $h\omega/c$ добавить дополнительный импульс Δk_x . Это можно осуществить двумя способами. В первом из них дополнительный импульс $2\pi N/a$, $N = 1, 2, \dots$ сообщается периодической решеткой с периодом a [91]. Вторым способом заключается в увеличении импульса фотона в диэлектрической среде с $\varepsilon > 1$ (например, в кварце или стекле) [92, 93]. Если импульс фотона в вакууме составляет $h\omega/c$, то в среде с диэлектрической проницаемостью ε он равен $(h\omega/c)\sqrt{\varepsilon}$. Таким образом, дисперсионная кривая света начинает пересекать дисперсию поляритона, и в этой точке происходит свободное преобразование фотонов в поляритоны и наоборот.

По сравнению с поляритонами на поверхности металлов плазмонные 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. Спектр плазмонов, описываемый формулой (6) был получен в квази-электростатическом приближении. Влияние электродинамических эффектов на спектр плазменных колебаний было теоретически исследовано еще в работе Стерна [4], а также в последующих публикациях [94, 95, 96, 97, 49]. Согласно этим работам, дисперсия с учетом эффектов запаздывания имеет вид:

$$q^2 = \varepsilon\omega^2/c^2 + \left(\frac{\omega^2}{2\pi n_s e^2 / m^* \varepsilon^*} \right)^2. \quad (18)$$

В работах предсказывалось, что в системе двумерных электронов с большой подвижностью должны существовать слабо затухающие гибридные плазмон-поляритонные моды. Эффекты гибридизации 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 на таких низких частотах до недавнего времени было невоз-

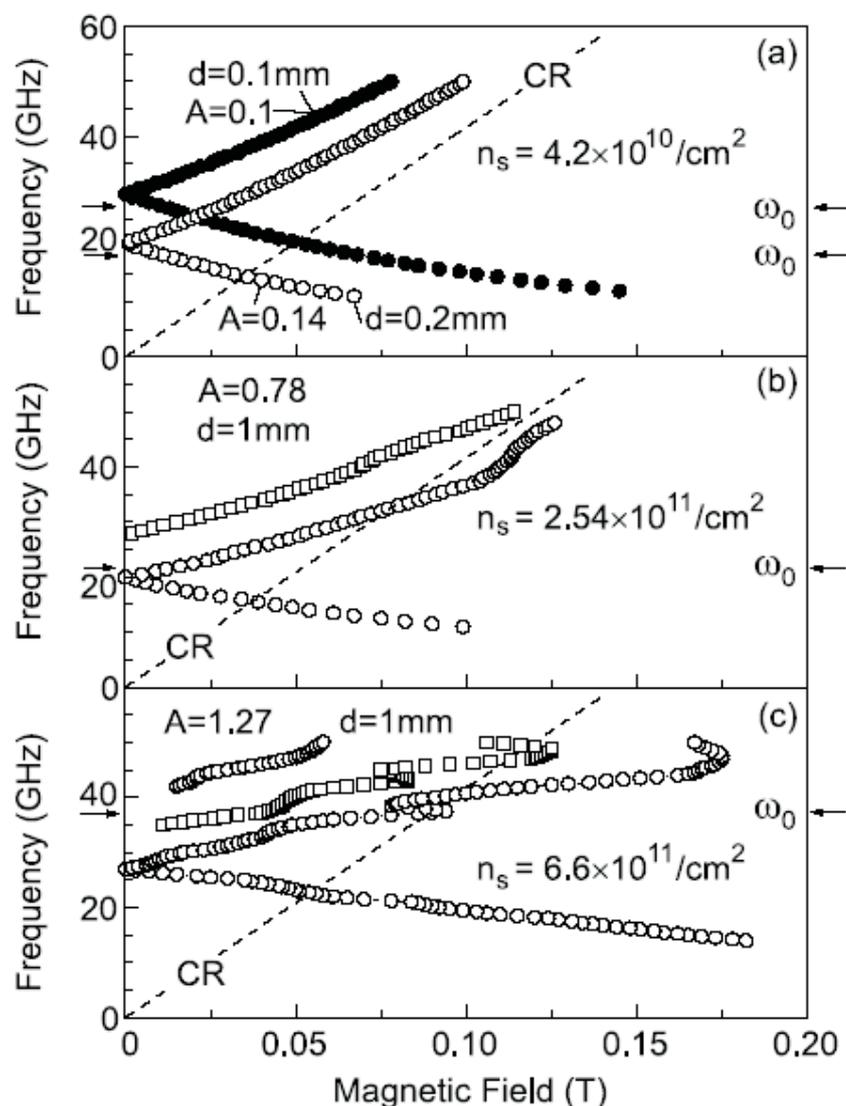


Рис. 11. Магнитодисперсия плазмонного поляритона для нескольких образцов с различными электронными плотностями и размерами. Для каждого из образцов на рисунке приведена величина параметра запаздывания. (Заимствовано из работы Кукушкина [44])

можно из-за плохого качества структур. Ширина линии плазменного резонанса составляла около 100 ГГц. В последние десять лет качество образцов значительно улучшилось — подвижность двумерных электронов выросла на несколько порядков, а ширина линии плазменного резонанса уменьшилась до 2–10 ГГц. Все это позволяет исследовать плазменный резонанс на низких частотах и открыло возможности для исследования плазмонных поляритонов в ДЭС. Первое экспериментальное исследование эффектов запаздывания было проведено на высококачественных образцах ДЭС в форме дисков [98, 44].

Было установлено, что в нулевом магнитном поле из-за гибридизации плазменной и световой мод наблюдается значительное уменьшение резонансной плазменной частоты. В перпендикулярном магнитном поле была обнаружена необычная зависимость частоты гибридной циклотрон-плазменной моды от магнитного поля. На рисунке 11 показана магнитодисперсия плазмонного поларитона для нескольких образцов-дисков с различными электронными плотностями и размерами. Стрелками на рисунке показаны значения плазменных частот, полученных согласно формуле (6). Для диска радиусом R степень гибридизации можно определить безразмерным параметром $A = \omega_p \varepsilon^{1/2} R / c$. Этот параметр равен отношению плазменной частоты к частоте света при волновом векторе $q = 1/R$, задаваемом латеральным размером ДЭС. Параметр запаздывания A растет с увеличением электронной плотности n_s и размера R согласно соотношению $A \propto \sqrt{n_s R}$, и может, в принципе, быть больше единицы. Для каждого из образцов на рисунке 11 приведена величина параметра запаздывания. Из рисунка видно, что на образцах с большим A наблюдается ряд новых особенностей: при $B = 0$ плазменная частота значительно меньше теоретического значения (см. формулу (6)), верхняя объемная магнитоплазменная мода пересекает циклотронную линию, после пересечения циклотронной линии верхняя мода демонстрирует необычное зигзагообразное поведение, магнитолевой наклон дисперсии уменьшается. Все эти особенности объясняются гибридизацией между плазменной и световой модами в исследуемых дисках.

2 Образцы и экспериментальные методики

2.1 Изготовление образцов

Измерения проводились на образцах, изготовленных стандартными методами фотолитографии из кусков шайбы GaAs/AlGaAs гетероструктур. Гетероструктуры были выращены с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографического направления [100]. Метод молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет наносить на подложку слои кристаллических материалов практически с атомарной точностью [100]. Используемые в экспериментах шайбы гетероструктур были выращены в Германии (Stuttgart, Max-Planck-Institute: W. Dietsche, M. Hauser, S. Shmolt) и в Израиле (Weizmann Institute of Science: V. Umansky). Последовательность слоев и энергетическая диаграмма исследуемых структур (на примере одиночного гетероперехода) показана на рисунке 12.

На (100) ориентированной GaAs подложке выращен $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ промежуточный барьерный слой (так называемый spacer). Двумерный электронный канал образуется на границе двух полупроводников GaAs и AlGaAs с разной шириной запрещенной зоны. Используя модулированное легирование в барьерный слой AlGaAs внедряются доноры. Для этого выращивается небольшой слой сверхрешетки $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ квантовых ям с AlAs барьерами и с Si дельта-легированием. Поскольку энергетические уровни электронов в GaAs залегают ниже чем кремниевые примесные уровни, то электроны с донорных уровней будут переходить в GaAs образуя на границе между GaAs и AlGaAs ограничивающий потенциал (рис. 12). Этот потенциал может быть численно подсчитан путем самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Потенциальный профиль на гетероструктурном интерфейсе приводит к квантованию движения электронов в направлении роста кристалла, таким образом, остается только два направления для движения — образуется двумерная электронная система [101]. В таких структурах подвижность носителей заряда определяется рассеянием на заряженных доно-

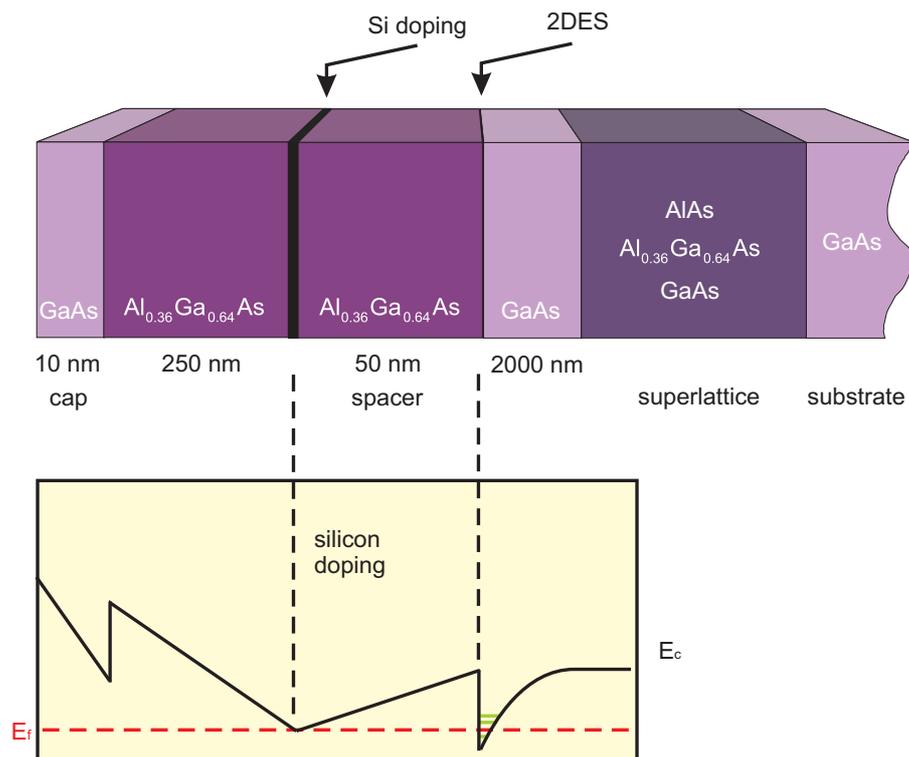


Рис. 12. Последовательность слоев и энергетическая диаграмма для одной из гетероструктур. При температуре $T = 0$ К все уровни ниже энергии Ферми E_f заняты. Для всех экспериментов положение уровня Ферми было таким, чтобы электронами был занят лишь нижайший уровень пространственного квантования.

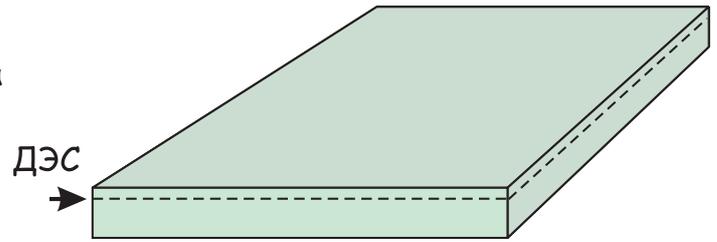
рах в AlGaAs и на несовершенствах гетерограницы. Поскольку электронный слой пространственно отделен барьером от слоя доноров удается достичь рекордных значений подвижности $5 \times 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Различная степень легирования позволяет задавать концентрацию носителей заряда в двумерном слое. Для различных наших структур электронная плотность составляла от $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $8.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а электронная подвижность от $0.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ до $5.0 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Для изготовления структур из шайб применялась методика оптической фотолитографии. Все этапы фотолитографии производились в условиях чистой зоны с классом чистоты ISO 5 (Институт Физики Твердого Тела, г. Черноголовка, а также Институт Макса Планка, г. Штутгарт). Чистая зона — это замкнутое помещение с пониженным содержанием пыли и химиче-

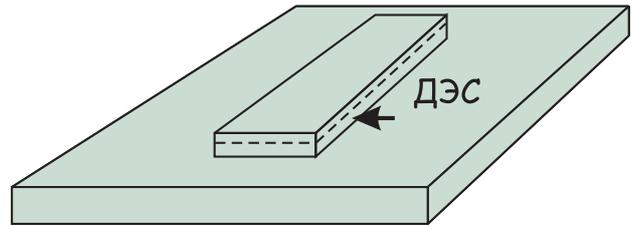
ских испарений в воздухе. Само помещение подключено к системе климат-контроля. Процесс фотолитографии содержит несколько шагов схематично изображенных на рисунке 13. Сначала осуществляется ультразвуковая чистка поверхности кристалла (шаг 1 на рис. 13). Чистка кристалла происходит в особо чистом ацетоне с последующим погружением в пропанол. Далее выполняется формирование мезы наноструктуры (шаг 2 на рис. 13). Для этого в центрифуге на кристалл наносится фоторезист (на разных шагах литографии используется как положительный резист S1805, так и отрицательный резист AZ5214) с последующей сушкой в течение четырех минут при температуре 90°C. Экспонирование производится через стеклянный фотошаблон с хромовой маской. Проявление фоторезиста производится в проявителе AZ726MIF. Шаг 2 проводился методом жидкостного травления (wet etching) в водном растворе перекиси водорода и серной кислоты (соответствующее объемное соотношение компонентов 400 : 8 : 1). Следующим литографическим шагом является изготовление омических контактов к проводящему слою двумерных электронов (шаг 3 на рис. 13). Для этого в высоковакуумной установке (рабочее давление $10^{-5} - 10^{-6}$ мбар) производилось термическое напыление слоев никеля, германия и золота. После этого осуществлялось вжигание напыленного металлического слоя в атмосфере формирующего газа (смесь водорода 20 % и азота 80 %). Типичное значение сопротивления между парой контактов после вжигания при комнатной температуре составляло 10 — 100 кОм. Последним литографическим шагом является напыление на поверхность образца металлического затворного слоя (одновременно являющегося контактными площадками для микросварки). Этот заключительный шаг указан под номером 4 на рисунке 13. Затворный слой состоял из хрома (толщиной 20 нм) и золота (толщиной 100 нм). Материалы наносились на поверхность образца методом термического напыления. Минимальный характерный размер наших мез равнялся 5 мкм.

На рисунке 14 представлена микрофотография одной из структур, полученных описанной выше фотолитографической методикой. Для дальнейшего использования структура закрепляется в держателе для образцов, элект-

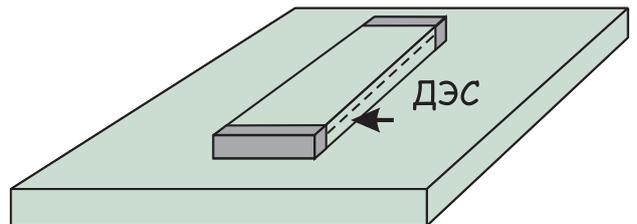
Шаг 1: чистка кристалла



Шаг 2: формирование мезы



Шаг 3: изготовление контактов



Шаг 4: изготовление затворов

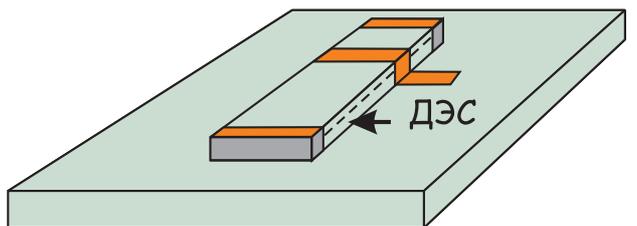


Рис. 13. Фотолитографические этапы изготовления структуры. Шаг 1: ультразвуковая чистка поверхности кристалла, Шаг 2: формирование мезы структуры методом жидкостного травления, Шаг 3: высоковакуумное термическое напыление и вжигание металлических контактов, Шаг 4: напыление металлического затворного слоя.

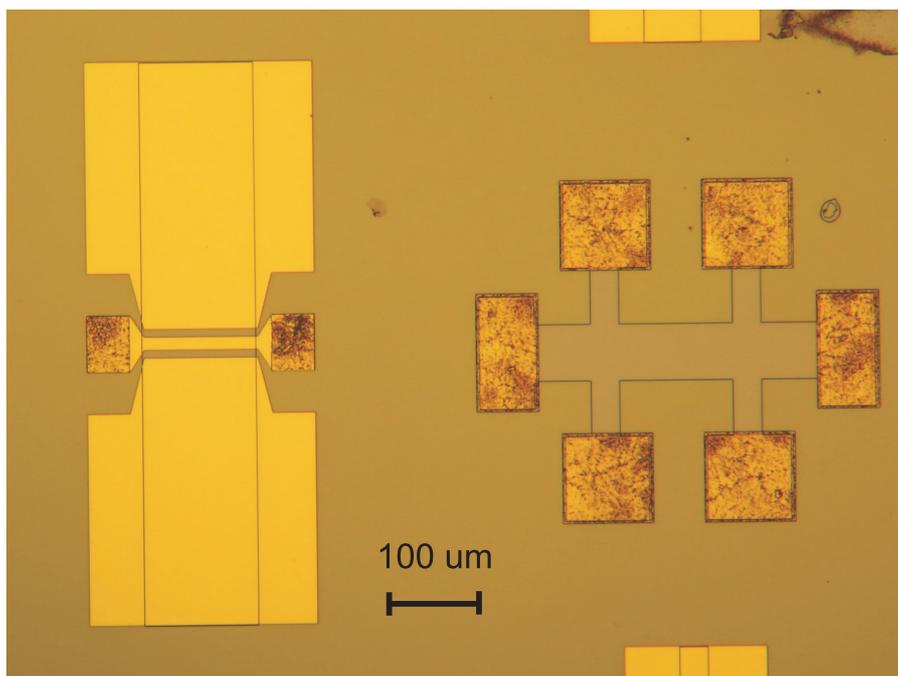


Рис. 14. Микрофотография одной из исследуемых структур. Видно, что контактные области обладают особым типом ребристости, что является внешним признаком удавшихся омических контактов. Масштаб на рисунке указан в микрометрах.

трический контакт к которому осуществляется при помощи микросварки. Следует заметить, что размер контактных площадок (рис. 14) составляет $100 \times 100 \text{ мкм}^2$, что определяется размером алюминиевой проволоки микросварочного аппарата.

2.2 Транспортная методика детектирования плазменных резонансов

Для измерения магнитоплазменных резонансов в исследуемых структурах в части экспериментов нами использовалась транспортная методика [99, 103]. Эта методика основана на том, что когда микроволновое излучение находится в резонансе с плазменной волной электронная система испытывает разогрев [102]. В свою очередь увеличение электронной температуры приводит к росту сопротивления образца R_{xx} , поскольку механизмы электронного рассеяния чувствительны к температуре. Для измерения R_{xx} использовалась четырехточечная схема, показанная на рисунке 15. Через образец, представ-

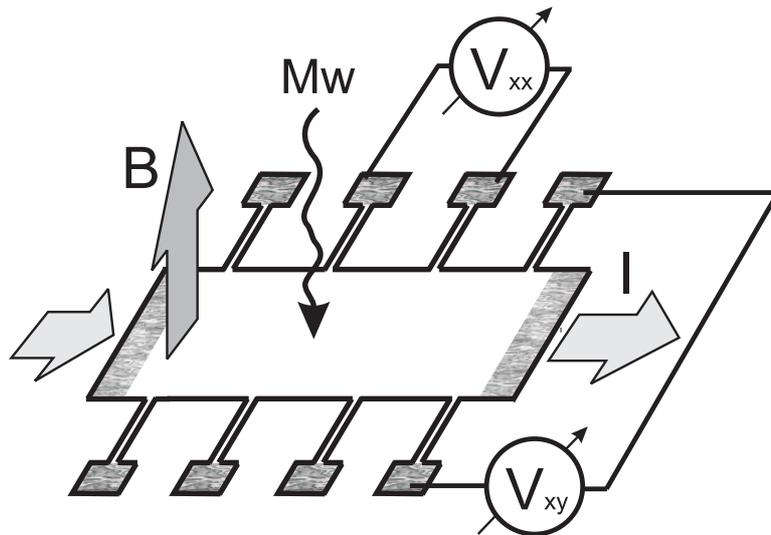


Рис. 15. Схематичное изображение используемого в измерениях мостика Холла. Через образец пропускается ток I и прикладывается перпендикулярное магнитное поле B . В данной конфигурации производилось одновременное измерение продольного напряжения V_{xx} и холловского напряжения V_{xy} .

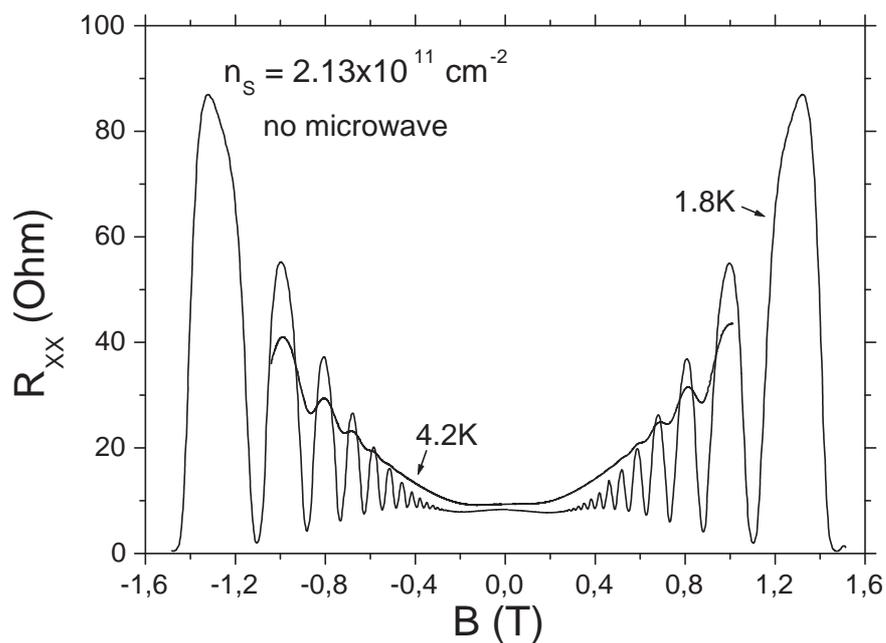


Рис. 16. Сравнение магнитосопротивлений R_{xx} , измеренных для $T = 1.8$ К и $T = 4.2$ К при электронной плотности $n_s = 2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Чувствительность к температуре R_{xx} может быть использована для детектирования разогрева электронной системы при резонансном возбуждении в ней плазменных волн.

ляющий собой мостик Холла, пропускался переменный ток с частотой 13 Гц и амплитудой 0.1 — 1 мкА (рис. 15). На той же частоте осуществлялось синхронное детектирование напряжений V_{xx} и V_{xy} между соответствующими потенциальными контактами. В экспериментах использовался синхронный детектор Stanford Research Systems SR830. Для проведения измерений образец погружался в гелиевый криостат (He^4). При откачке He^4 температура на образце понижалась от 4.2 К до 1.5 К. Микроволновое излучение подводилось к исследуемой структуре по прямоугольному волноводу, на конце которого в геометрии Фарадея и был закреплен образец. Волноводный тракт имел сечение 19.0×9.5 мм² (WG 17). С другой стороны тракт подсоединялся к генератору (Agilent E8257D), обеспечивающему выходную мощность 0.1 — 100 мВт в частотном диапазоне до 40 ГГц. Следует заметить, что частота нижней гармоник используемого микроволнового тракта составляет около 7 ГГц (TE_{10} мода), что препятствовало проведению измерений при более низких частотах. При измерениях образец помещался в центр сверхпроводящего магнита, с направлением магнитного поля перпендикулярно поверхности структуры. Сверхпроводящий магнит позволял создавать магнитные поля вплоть до 15 Тл.

На рисунке 16 показано магнитосопротивление R_{xx} , измеренное на мостике Холла для двух различных значений температур 1.8 и 4.2 К. Для измеряемой структуры электронная плотность составляла $n_s = 2.13 \cdot 10^{11}$ см⁻², а подвижность $3.5 \cdot 10^6$ см²/В · с. Видно, что осцилляции Шубникова де Гааза значительно уменьшаются по амплитуде при увеличении температуры. В дополнение, в малых магнитных полях ($B < 0.2$ Тл), где осцилляции Шубникова де Гааза уже не разрешаются, магнитосопротивление демонстрирует сильную температурную зависимость. Эта чувствительность магнитосопротивления к электронному разогреву [102] и является квинтэссенцией транспортной методики детектирования магнитоплазменных резонансов [99, 103].

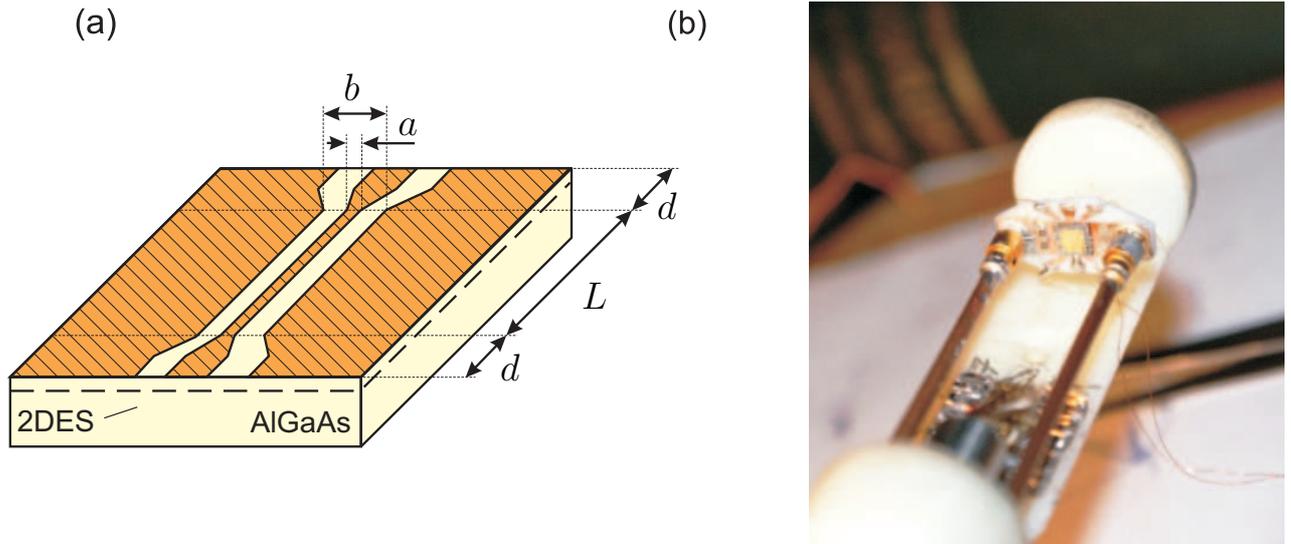


Рис. 17. (а) Схематическое изображение копланарного волновода. Желтым цветом показан полупроводниковый кристалл, оранжевым — металлизированные участки поверхности. В экспериментах диссертационной работы $a = 44$ мкм, $b = 104$ мкм, $d = 135$ мкм. (б) Фотография, где показано согласование коаксиальных кабелей с микрополосковой линией на образце. Образец в виде квадрата 5×5 мм² путем микросварки подсоединяется к копланарной линии, выполненной на фольгированном фторопласте. Коаксиальные кабеля подключены к копланарной линии через SMP-разъемы.

2.3 Микрополосковая методика

Для изучения высокочастотного динамического отклика ДЭС в диссертационной работе была использована микрополосковая методика. Эта методика основана на измерении ослабления высокочастотного (ВЧ) измерительного сигнала, распространяющегося по копланарному волноводу, литографически сформированному на поверхности образца. Электрическое поле сосредоточено в щелях копланарного волновода и направлено параллельно плоскости ДЭС. Вносимое за счет ДЭС ослабление обусловлено потерями на джоулево тепло и определяется параметрами волновода и диагональной компонентой тензора проводимости ДЭС σ_{xx} . Ранее такая методика была применена Энгле-лем для изучения свойств ДЭС в случае малых факторов заполнения уровней Ландау: частотного скейлинга в квантовом эффекте Холла и вигнеровской кристаллизации [61]

Копланарный волновод впервые был предложен в 1969 году в работе [104] и представляет собой разновидность плоской микрополосковой линии. Она состоит из нанесенной на подложку (в нашем случае - GaAs/Al_xGa_{1-x}As гетероструктуру) узкой центральной металлической полоски, находящейся между двумя широкими заземленными плоскими электродами, нанесенными на ту же сторону подложки (рис. 17). Основной модой, распространяющейся в такой линии, является квази-ТЕМ-мода [105]. Главными достоинствами копланарных волноводов являются простота изготовления литографическими методами в планарном процессе, и возможность широкополосного согласования, которая обусловлена тем, что характеристический импеданс для квази-ТЕМ-моды практически не зависит от частоты.

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

$$\frac{d^2U(x)}{dx^2} - \gamma^2U(x) = 0, \quad (19)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} = \alpha + i\beta, \quad (20)$$

где R , L , G и C - сопротивление, индуктивность, проводимость и емкость на единицу длины линии, ω - круговая частота сигнала. Величина γ называется постоянной распространения. Характеристический импеданс линии определяется как отношение напряжения к току:

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

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

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

Действительная часть постоянной распространения

$$\alpha = GZ_0/2 \quad (21)$$

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

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

Таким образом,

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

Для копланарного волновода, согласно оригинальной статье [104] и соответствующим общим руководствам [106], имеем емкость линии на единицу длины:

$$C = 2(\varepsilon + 1)\varepsilon_0 \frac{K(k)}{K(\sqrt{1 - k^2})}, \quad (22)$$

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

$$v_{ph} = c\sqrt{\frac{2}{\varepsilon + 1}}; \quad (23)$$

характеристический импеданс линии:

$$Z_0 = \frac{1}{Cv_{ph}}. \quad (24)$$

Для наших образцов $\varepsilon = 12.8$, $a = 44$ мкм, $b = 104$ мкм. Используя формулы (22)-(24), легко получить $v = 1.14 \times 10^8$ м/с, $Z_0 = 50$ Ом.

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

из (21). Проводимость на единицу длины копланарного волновода в нашем случае составляет

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

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

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

. Окончательно для коэффициента пропускания копланарного волновода получаем формулу, известную из работы [61]:

$$T = \exp(-\alpha L) = \exp\left(-\frac{Z_0\sigma_{xx}L}{w}\right), \quad (25)$$

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

2.4 Метод оптического детектирования магнитоплазменных резонансов

Оптический метод детектирования магнитоплазменных резонансов основан на сравнении спектров люминесценции двумерной электронной системы, измеренных в условиях микроволнового облучения и в его отсутствие [107, 108]. Когда микроволновое излучение находится в резонансе с плазменной модой, ДЭС испытывает разогрев. Результатом резонансного разогрева электронной системы является изменение формы линии излучательной рекомбинации двумерных электронов. Указанное изменение происходит из-за разогрева дырочной подсистемы, и как следствие, перераспределения плотности

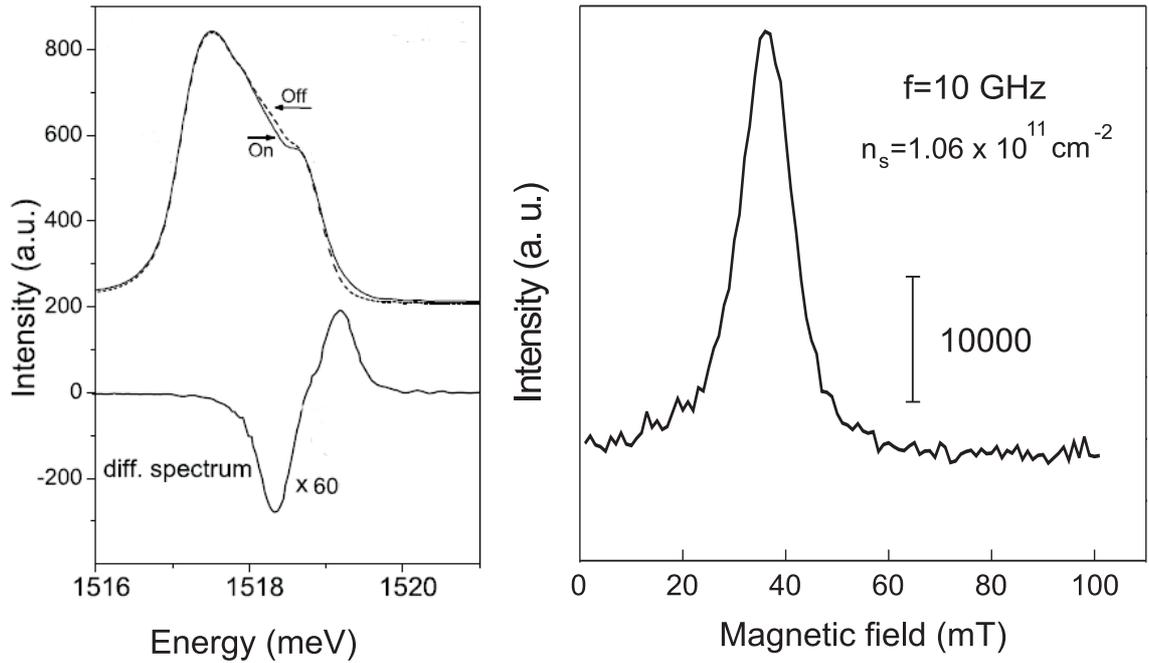


Рис. 18. Левая вставка: Спектр люминесценции и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения, измеренные для мезы в форме диска с диаметром 1 мм в магнитном поле 38 мТл. Правая вставка: магнитолевая зависимость абсолютной величины разностного сигнала фотолюминесценции, измеренная при фиксированной частоте СВЧ. Пик соответствует резонансному разогреву ДЭС при возбуждении плазменной волны.

излучательной рекомбинации в сторону больших энергий. На рисунке 18 показаны типичные спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов (верхние кривые) и отвечающий им дифференциальный по мощности СВЧ спектр (нижняя кривая), записанные при резонансном возбуждении плазменной моды (частота $f = 10$ ГГц, магнитное поле $B = 38$ мТл, электронная плотность $n_s = 1.06 \cdot 10^{11}$ см⁻²). Абсолютная величина разностного сигнала фотолюминесценции интегрировалась по всему спектру, и вычисленное значение служило мерой интенсивности микроволнового поглощения. Например, в правой части рисунка 18 построена зависимость интеграла разностного сигнала в зависимости от магнитного поля при фиксированной частоте СВЧ. Кривая обладает резонансной особенностью отвечающей возбуждению магнитоплазмона в исследуемом образце.

Измерения проводились по стандартной экспериментальной схеме, схематично изображенной на рисунке 19. Излучение от полупроводникового лазера

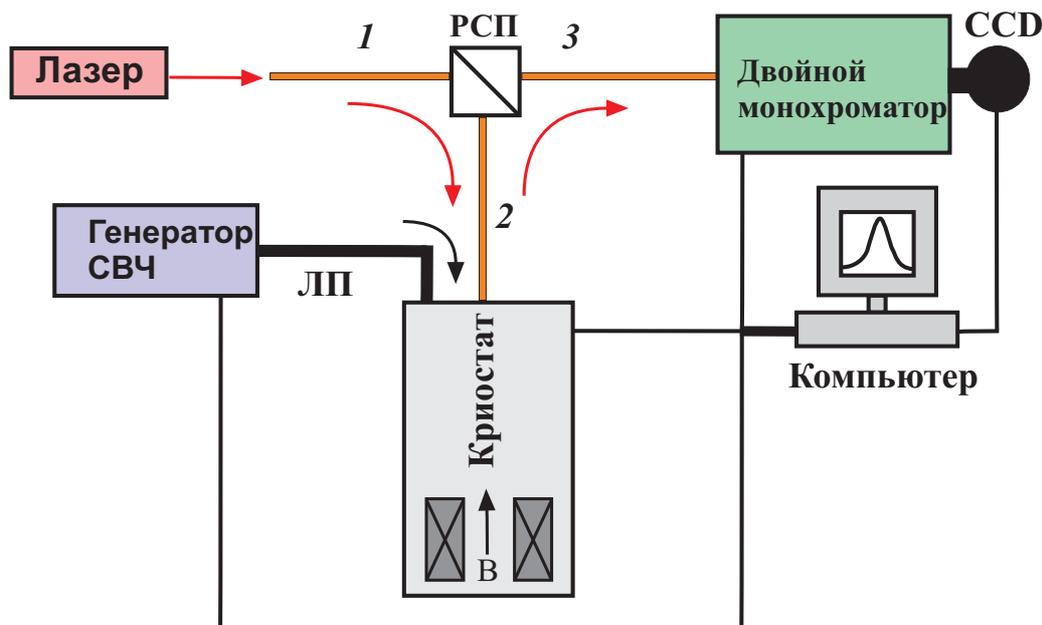


Рис. 19. Схема экспериментальной установки для оптического детектирования магнито-плазменных резонансов.

с длиной волны 750 нм при помощи системы линз фокусировалось в световод 1. Световод 1 был подсоединен к разделителю светового пучка. После прохождения разделителя примерно половина мощности лазерного излучения попадала в световод 2. Другим своим концом световод 2 направлялся на образец (рис. 19). Сигнал фотолюминесценции двумерных электронов собирался с помощью того же световода 2 и поступал обратно на разделитель, где он проходил в световод 3. Рекомбинационное излучение по световоду 3 поступало на вход двойного монохроматора (фокальная длина — 2×1 м, дисперсия — $7 \text{ \AA}/\text{мм}$, спектральное разрешение — 0.03 мэВ), где регистрировалось и анализировалось охлаждаемым детектором с зарядовой связью (CCD - камерой).

2.5 Ректификационная методика детектирования магнитоплазменных резонансов

Основным недостатком описанных выше методик транспортного и оптического детектирования магнитоплазменных резонансов является то, что они работают при сравнительно низких температурах (ниже 10 К). Это является следствием того, что в обеих методиках регистрируется относительный разогрев электронной системы ($\Delta T/T$). Автором диссертации была разработана оригинальная ректификационная методика детектирования магнитоплазменных резонансов, работающая вплоть до комнатной температуры [16]. Методика состоит в том, что плазменная волна, распространяющаяся в двумерной электронной системе, направляется на дефект (например, неоднородность электронной плотности), где ее переменный потенциал преобразуется в измеряемое напряжение. Было установлено, что такой дефект обладает нелинейными вольт-амперными свойствами, что приводит к выпрямлению переменного потенциала плазменной волны. Таким образом, измеряемый сигнал фотонапряжения пропорционален квадрату амплитуды потенциала плазменной волны.

В последнее время миллиметровый/субмиллиметровый (терагерцовый) диапазон длин волн привлекает все большее внимание исследователей [109]. Отчасти это вызвано целым рядом удивительных свойств излучения этого диапазона. Терагерцовое излучение проникает без особого ослабления через целый ряд непрозрачных для видимого света предметов, при этом оно не обладает вредным для живых систем ионизирующим действием. Целый ряд химических реагентов обладают уникальными спектральными особенностями в этом диапазоне, что может быть использовано для распознавания веществ. Кроме того исследования космического субмиллиметрового излучения позволяют получить обширную информацию про состав, зарождение и эволюцию галактик нашей Вселенной. Активному развитию исследований и приложений в терагерцовом частотном диапазоне препятствует слабая технологическая освоенность этого диапазона. В терагерцовом частотном диапазоне прак-

тически отсутствуют дешевые, миниатюрные и перестраиваемые детекторы и генераторы. Это вызвано тем, что на этих длинах волн перестают работать физические принципы, на которых основана работа микроволновых и световых приборов. Целью настоящей работы является предложение и апробация нового физического принципа для создания электронных устройств, которые могут найти обширное применение в системах детектирования миллиметрового/субмиллиметрового излучения.

Наиболее широко используемыми приемниками терагерцового излучения являются гетеродинные детекторы. Принцип действия гетеродинных детекторов заключается в том, что электромагнитное излучение от исследуемого объекта смешивается с излучением известной частоты от гетеродинного источника и направляется на нелинейный элемент. На нелинейном элементе происходит детектирование сигнала на промежуточной частоте Δf — разностной частоте излучения от гетеродинного источника и исследуемого объекта. Таким образом, осуществляется спектроскопия излучения, испускаемого исследуемым объектом. Самым широко распространенным нелинейным элементом гетеродинных схем является диод Шоттки [110]. принцип его работы основан на нелинейности вольт-амперной характеристики перехода Шоттки (переход металл-полупроводник). Недостатками гетеродинных схем на базе диода Шоттки являются небольшая полоса преобразования (1 ГГц) и большая поглощаемая мощность от гетеродинного источника (1 мВт). Другим широко распространенным классом гетеродинных детекторов являются смесители на основе перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС-смесители) [111]. Этот класс смесителей обладает рекордными показателями чувствительности и шумовой температуры. Принцип их работы основан на сильно нелинейном поведении вольт-амперной характеристики СИС-перехода при напряжениях, когда начинается туннелирование Куперовских пар из одного сверхпроводника в другой. Основным недостатком смесителей данного класса является крайне низкая рабочая температура около 4.2 К, что значительно усложняет работу с ними. Третьим типом нелинейных элементов, использующихся в гетеродинных схемах являются болометры. Механизм

работы болометров основан на разогреве электронной подсистемы структуры при поглощении электромагнитного излучения. Разогрев электронной подсистемы приводит к изменению сопротивления образца на промежуточной частоте Δf . При пропускании через образец постоянного тока, на промежуточной частоте будет возникать сигнал фотонапряжения, который непосредственно и детектируется. Полоса преобразования болометрических смесителей определяется временем энергетической релаксации горячих носителей заряда. Характерным примером таких гетеродинных детекторов являются смесители на основе эффекта разогрева в тонкой пленке сверхпроводника [112]. Эти гетеродинные детекторы обладают рекордными параметрами чувствительности и шумовой температуры из-за очень крутой зависимости электрического сопротивления образца от температуры вблизи сверхпроводящего перехода. Однако из-за инертности охлаждения горячих носителей заряда посредством взаимодействия с фононами, либо диффузионного охлаждения полоса преобразования прибора не превосходит 10 ГГц. Альтернативным типом болометрических гетеродинных детекторов, работающих при температурах вплоть до 80 К, являются смесители на двумерном электронном газе в полупроводниковых AlGaAs/GaAs гетероструктурах [113, 114]. В случае охлаждения горячих носителей заряда на оптических фононах решетки максимально достижимая полоса преобразования составляет 4 ГГц [113, 114, 115]. При охлаждении горячих носителей заряда посредством диффузионного или баллистического их выхода в контакты продемонстрированная полоса преобразования составляет 20 ГГц [116] и 40 ГГц [117] соответственно. Однако шумовая температура и потребляемая от гетеродинного источника мощность для AlGaAs/GaAs-смесителей гораздо больше, чем у сверхпроводниковых аналогов, и составляет 1000 – 2000 К и 0.5 – 1 мкВт. Следует также заметить о перспективном предложении использовать в качестве нелинейного болометрического элемента смесителя короткую углеродную нанотрубку [118, 119]. Из-за того, что скорость Ферми в углеродных нанотрубках на порядок больше чем в AlGaAs/GaAs гетероструктурах полоса преобразования смесителя в режиме баллистического охлаждения горячих носителей заряда может до-

стигать сотен гигагерц.

У всех описанных выше смесителей принцип действия основан на нелинейности в дрейфе носителей заряда. Поэтому быстродействие прибора τ даже в баллистическом режиме ограничено временем L/v , где L — размер нелинейного элемента смесителя (обычно L не менее 1 мкм), а v — характерная скорость носителей заряда в приборе (обычно v порядка скорости Ферми и бывает не более 10^7 см/с). Таким образом быстродействие прибора принципиально ограничено временем $\tau \sim 10^{-11}$ с, а полоса преобразования прибора частотой 100 ГГц. Одной из возможностей повысить быстродействие современных электронных устройств является использование в качестве переносчиков электрических сигналов плазменные волны. Действительно, скорость плазменных возбуждений в двумерных электронных системах может достигать величины $v_p = 10^9$ см/с [58, 45], что на два порядка величины больше, чем максимально достижимая дрейфовая скорость электронов. Это может потенциально повысить быстродействие устройств до времени $\tau \sim 10^{-13}$ с, а полосу преобразования до частоты 10 ТГц ($L = 1$ мкм). Первые попытки использовать плазменные волны в качестве быстрых переносчиков электрических сигналов были предприняты в работах [120, 121], где исследовалась полоса преобразования смесителя на базе полевого транзистора с решетчатым затвором. Однако, нелинейный отклик системы на промежуточной частоте оказался обусловлен болометрическим разогревом электронной системы, что не позволило достичь желаемого быстродействия системы. В настоящей работе впервые продемонстрирована и исследована работа электронного устройства на плазмонном отклике с рекордным быстродействием. Время отклика системы составило не более $\tau = 25$ пс. В экспериментах изучался нелинейный отклик двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночный GaAs/AlGaAs гетеропереход, расположенный на глубине 190 нм от

поверхности структуры. В исследованиях использовались два типа структур с электронными плотностями $n_s = 1.87 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При температуре 4.2 К электронная подвижность была не менее $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На структуре с помощью фотолитографии была изготовлена меза, представляющая собой полосу двумерных электронов с двумя Au/Ge контактами на концах и металлическим затвором, напыленным на поверхность кристалла. Схематичное изображение структуры представлено на рисунке 20. Ширина полосы двумерных электронов равнялась 50 мкм, ее общая длина 275 мкм. Расстояние от нижнего контакта до затвора равнялась $L = 200 \text{ мкм}$, ширина затвора $W = 50 \text{ мкм}$. Образец, закрепленный на конце 16 миллиметрового волновода помещался в гелиевый криостат внутри сверхпроводящего соленоида. По волноводу к образцу подводилось смешанное СВЧ-излучение от гетеродинного и сигнального генераторов. В экспериментах обычно мощность гетеродинного генератора на 10 дБ превышала мощность сигнального генератора. Микроволновые генераторы охватывали диапазон частот от 1 до 80 ГГц при выходной мощности, не превышавшей 10 мВт. Образец находился на конце согласованной с коаксиальным кабелем полосковой линии (рис. 20). Излучение на промежуточной частоте от образца по полосковой линии и коаксиальному кабелю поступало на вход спектро-анализатора. Входная частотная полоса спектро-анализатора составляла 40 ГГц.

На рисунке 20 приведены спектры сигнала с нелинейного элемента при различных промежуточных частотах $\Delta f = 10.35, 29.83, 40.82 \text{ ГГц}$. Частота гетеродинного источника составляла $f_0 = 60.35 \text{ ГГц}$, его мощность равнялась 10 мВт, выходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Магнитное поле подбиралось таким образом, чтобы получить максимум сигнала, и составляло в данном эксперименте $B = 0 \text{ Тл}$. Видно, что амплитуда сигнала со смесителя уменьшается лишь в четыре раза при увеличении промежуточной частоты вплоть до 40 ГГц (инструментальная граница для использованного спектро-анализатора). Таким образом, при температуре $T = 1.5 \text{ К}$ полоса преобразования исследуемого смесителя составляет не менее 40 ГГц, что говорит о том, что быстроедействие нелинейного элемента смесителя не

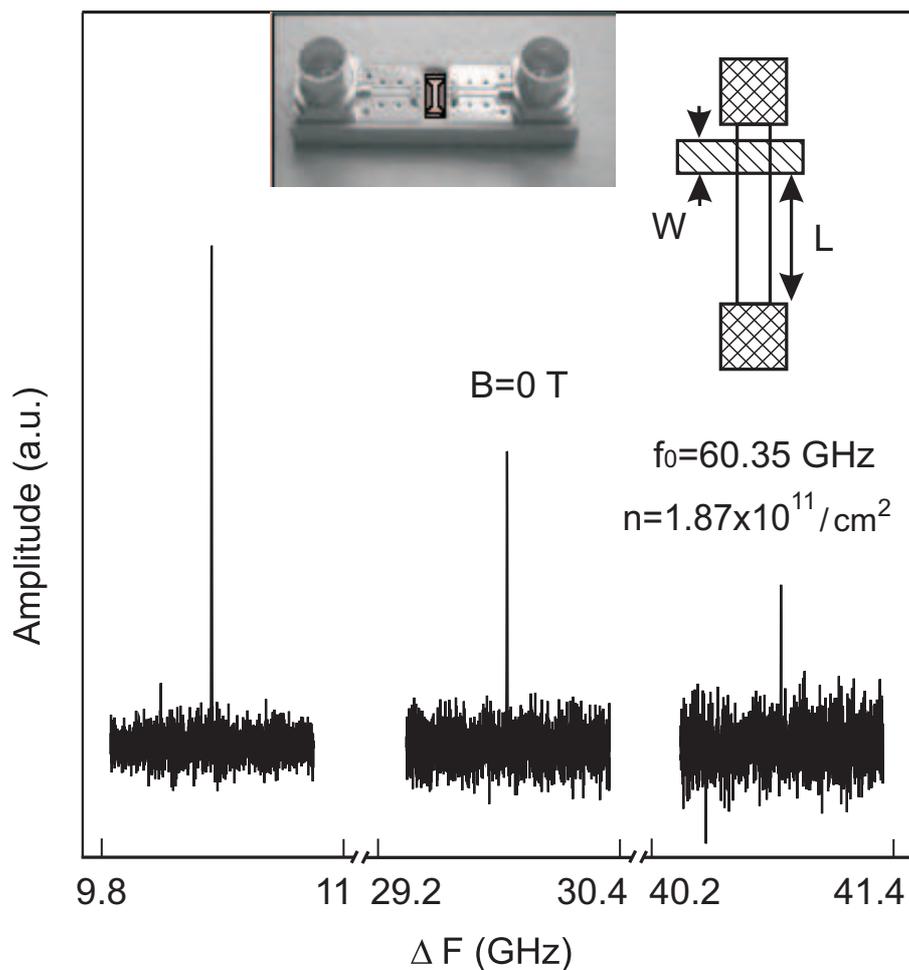


Рис. 20. Спектры сигнала с нелинейного элемента, измеренные при трех различных промежуточных частотах $\Delta f = 10.35, 29.83$ и 40.82 ГГц. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 60.35$ ГГц, при выходной мощности 10 мВт. Мощность излучения от сигнального генератора была на 10 дБ меньше мощности от гетеродинного генератора. Температура образца равнялась 1.5 К. На рисунке также приведено схематическое изображение исследуемой структуры и фотография полосковой линии, на конце которой находился образец.

более $\tau = 25$ пс. Такое время отклика системы при размере нелинейного элемента $L = 0.2$ мм говорит о том, что в системе распространяется возмущение со скоростью не менее $v_p = 0.8 \cdot 10^9$ см/с. Это значение скорости является рекордным экспериментально установленным для приемников миллиметрового/субмиллиметрового излучения. Нелинейным элементом исследуемого смесителя является двумерная электронная система с внедренным дефектом. Единственным возбуждением, которое может распространяться в двумерной

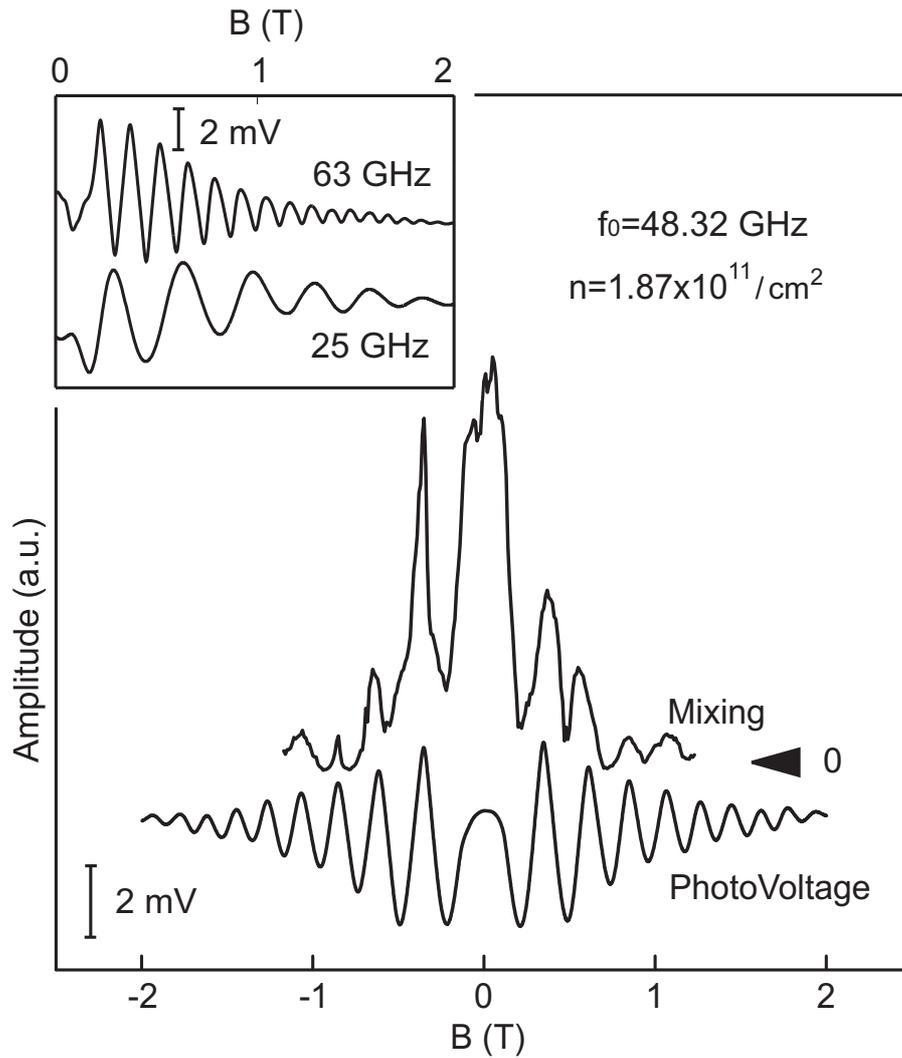


Рис. 21. Сравнение магнитопольевых зависимостей сигнала на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц и фотонапряжения, снятые с пары контактов исследуемого образца. Стрелкой на рисунке показан нулевой уровень сигнала смешивания. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 48.32$ ГГц. Видно, что максимумы и минимумы в сигнале на промежуточной частоте и фотонапряжении совпадают. Это указывает на то, что отклик системы на промежуточной частоте обусловлен плазмонным механизмом нелинейности. На вставке представлены магнитопольевые осцилляции в фотонапряжении для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц.

электронной системе с такой скоростью является плазменная волна (плазмон). Плазменные волны в двумерной электронной системе — это волны, вызванные кулоновским взаимодействием между флуктуациями зарядовой плотности системы.

Для проверки плазмонного механизма отклика исследуемой системы, а

также установления роли дефекта в формировании ее нелинейных свойств были проведены магнитополевые измерения. На рисунке 21 верхняя кривая соответствует магнитополевой зависимости амплитуды сигнала с нелинейного элемента на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц. Частота гетеродинного источника равнялась $f_0 = 48.32$ ГГц. На том же рисунке показана магнитополевая зависимость сигнал фотонапряжения (нижняя кривая), измеренная между парой контактов того же нелинейного элемента. Магнитополевые осцилляции в сигнале фотонапряжения вызваны интерференцией краевых магнитоплазменных волн на размере $L = 0.2$ мм, равном расстоянию между дефектом и контактом к двумерной электронной системе (рис. 20) [7, 122, 123]. Как будет показано ниже, причиной возникновения сигнала фотонапряжения является выпрямление переменного потенциала магнитоплазменной волны на нелинейности системы, вызванной наличием в ней неоднородности электронной плотности (дефекта). Частота магнитоплазменной волны равняется частоте гетеродинного источника. Для экспериментальной проверки интерференционной природы наблюдаемых осцилляций фотонапряжения были проведены частотные измерения. На вставке к рисунку 21 показаны осцилляции фотонапряжения, измеренные для двух частот микроволнового излучения 25 и 63 ГГц. Видно, что период осцилляций обратно пропорционален частоте излучения. Действительно, при конструктивной интерференции краевых магнитоплазменных волн на длине L выполняется соотношение $qL = 2\pi N$, где q — волновой вектор магнитоплазмона, а $N = 1, 2, 3$ — порядок интерференции. Дисперсия краевых магнитоплазменных волн описывается выражением $\omega \propto n_s q / B$ [6]. Отсюда следует, что последовательные максимумы магнитоплазменной интерференции находятся на равном расстоянии $\Delta B \propto n_s / \omega$ по магнитному полю, что хорошо согласуется с полученными экспериментальными результатами. Максимумы и минимумы по магнитному полю в фотонапряжении и в сигнале на промежуточной частоте совпадают. Это однозначно подтверждает тот факт, что отклик системы на промежуточной частоте определяется поведением плазменных волн в изучаемой системе. На рисунке 22(а) приведена зависимость амплитуды сигнала с нелинейного элемента на про-

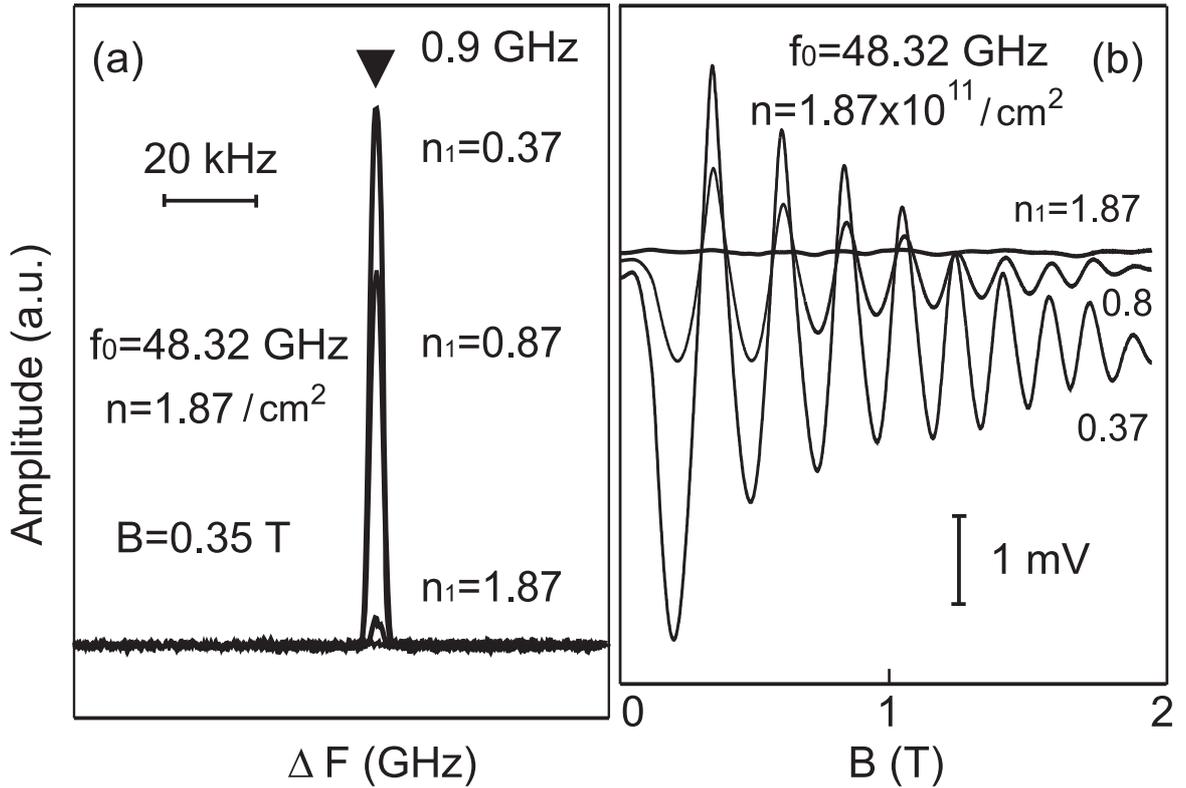


Рис. 22. (а) Отклик системы на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в зависимости от электронной плотности n_1 в области дефекта. Электронная концентрация вдали от дефекта составляет $n_s = 1.87 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Отклик системы многократно возрастает при обеднении подзатворной области структуры. (б) Кривые магнитополевых осцилляций фотонапряжения при различных электронных концентрациях n_1 в области дефекта. Частота облучающего образец микроволнового излучения равняется $f_0 = 48.32$ ГГц. Все зависимости сняты при температуре на образце 1.5 К.

межуточной частоте от электронной плотности в области дефекта n_1 . Сигнал измерялся на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазменной интерференции по магнитному полю $B = 0.35$ Тл. Электронная концентрация n_1 в области дефекта регулировалась путем подачи напряжения на затвор (рис. 20). Видно, что чем больше неоднородность в электронной плотности, тем более нелинейными свойствами обладает система, обуславливая рост сигнала. Отдельные эксперименты показали, что нелинейный отклик двумерной электронной полоски без дефекта пренебрежимо мал. Аналогичные результаты были получены для магнитополевых осцилляций фотонапряжения (рис. 22(б)). При увеличении скачка в электронной плотности ($n - n_1$) с 0 до

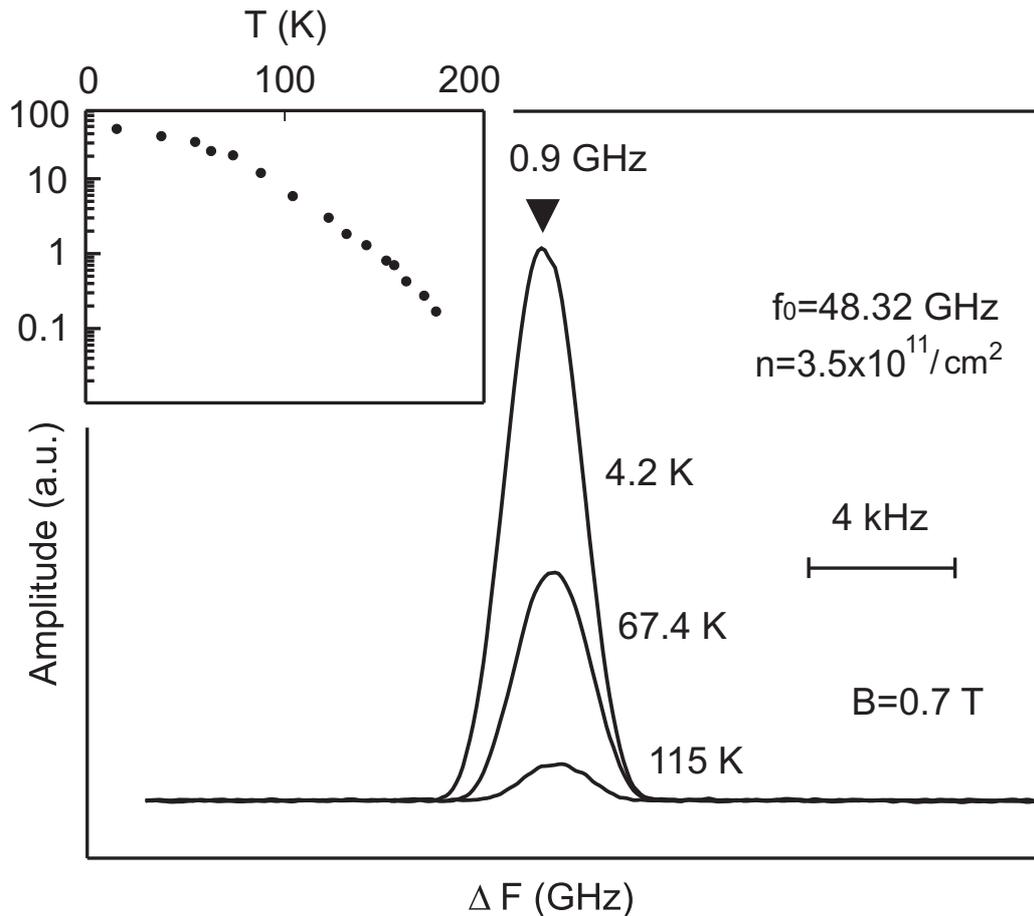


Рис. 23. Спектры сигнала с нелинейного элемента при трех различных температурах $T = 4.2, 67.4$ и 115 К. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 60.35$ ГГц. Измерения проводились при промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазмонной интерференции по магнитному полю $B = 0.7$ Т. На вставке к рисунку представлена более детальная зависимость амплитуды сигнала от температуры.

$1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ амплитуда осцилляций возрастает в сто раз. Кроме того, было установлено, что к возникновению наблюдаемой плазмонной нелинейности может приводить любая неоднородность в физических свойствах и топологии электронной системы, а также ее диэлектрического окружения [124]. Физический механизм, отвечающий за возникновение плазмонной нелинейности на такого рода дефектах в настоящий момент находится на стадии исследования.

На рисунке 23 представлена зависимость исследуемого эффекта от температуры. Сигнал измерялся на промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазмонной интерференции по магнитному полю $B = 0.7$ Тл.

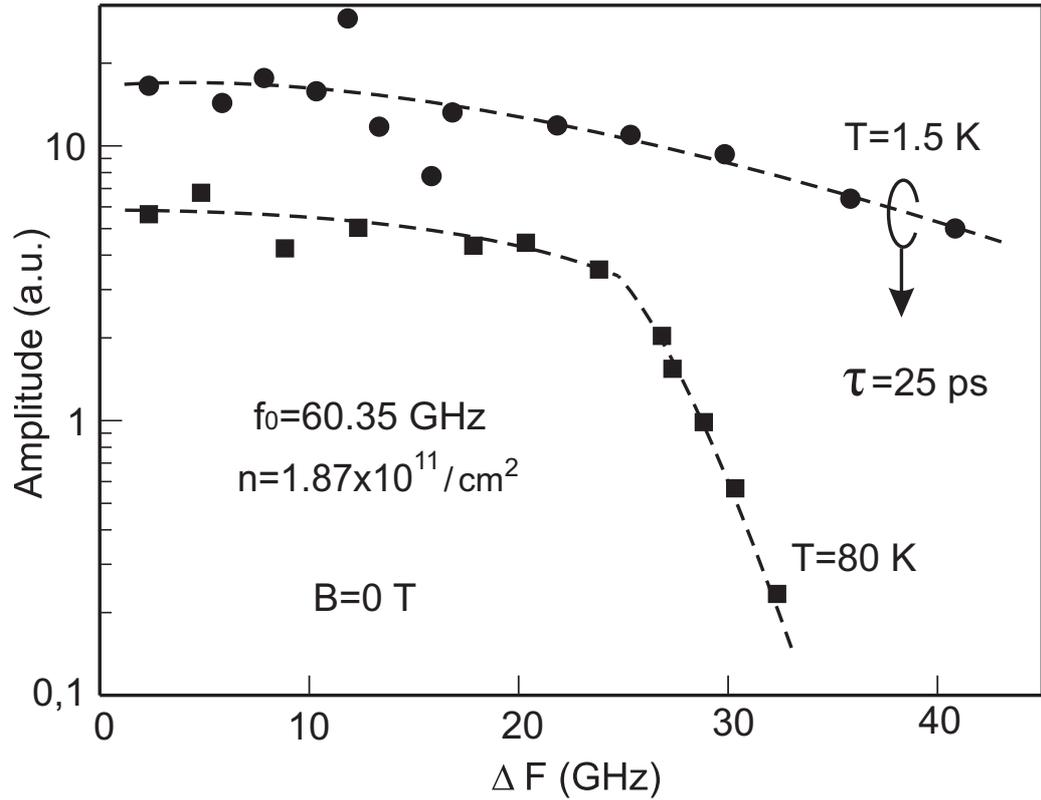


Рис. 24. Спектры сигнала с нелинейного элемента при трех различных температурах $T = 4.2, 67.4$ и 115 К. Частота гетеродинного источника излучения составляла $f_0 = 60.35$ ГГц. Измерения проводились при промежуточной частоте $\Delta f = 0.9$ ГГц в максимуме плазменной интерференции по магнитному полю $B = 0.7$ Тл. На вставке к рисунку представлена более детальная зависимость амплитуды сигнала от температуры.

Концентрация двумерных электронов в исследуемой структуре равнялась $3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На рисунке приведены три спектра с нелинейного элемента при температурах 4.2 К, 67.4 К и 115 К. Видно, что сигнал падает всего на порядок величины при повышении температуры с 4.2 К до 100 К. На вставке к рисунку приведена более детальная зависимость амплитуды сигнала от температуры. Температурное поведение эффекта обусловлено наложением двух факторов. Первый фактор — это температурная зависимость амплитуды переменного потенциала проинтерферировавших внутри структуры плазменных волн [122]. Второй фактор — это температурное поведение нелинейности электронной системы. Эксперименты показали, что первый фактор доминирует при температурах меньше 120 К, тогда как второй при температурах выше 150 К.

Рисунок 24 иллюстрирует изменение полосы преобразования нелинейного элемента с повышением температуры. Результаты являются обобщением данных представленных на рисунке 20 на случай разных температур. Частота гетеродинного источника составляла $f_0 = 60.35$ ГГц, его мощность равнялась 10 мВт, выходная мощность сигнального генератора равнялась 1 мВт. Магнитное поле подбиралось таким образом, чтобы получить максимум сигнала, и составляло в данном эксперименте $B = 0$ Тл. При температуре $T = 1.5$ К полоса преобразования составляет не менее 40 ГГц, что соответствует времени отклика системы не более $\tau = 25$ пс. При увеличении температуры до $T = 80$ К наблюдается резкая отсечка эффективности смешивания и полоса уменьшается до величины 27 ГГц. Этот результат по-видимому связан с тем, что при увеличении температуры на поведение системы начинают влиять высокочастотные свойства дефекта.

Таким образом, в настоящем разделе приведены результаты исследований нелинейного плазмонного отклика двумерной электронной системы со встроенным дефектом на монохроматическое и бихроматическое микроволновое излучение. Впервые продемонстрирована и исследована работа электронного устройства (смесителя) на плазмонном отклике с рекордным быстродействием. Установлено, что время отклика системы составляет не более $\tau = 25$ пс. Показано, что нелинейный отклик системы обусловлен новым физическим механизмом нелинейности, вызванным наличием неоднородности в электронной системе.

3 Интерференция плазменных возбуждений в двумерных электронных системах

3.1 Введение

Настоящая глава диссертации посвящена изучению эффектов двулучевой и многолучевой интерференции плазменных волн в двумерных электронных системах. 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 и ее зависимости от величины магнитного поля, электронной концентрации, частоты возбуждающего излучения и температуры. 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 приложения внешнего магнитного поля.

3.2 Изучение длины пробега плазмонов в двумерных электронных системах

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах являются объектом интенсивного научного исследования уже более тридцати лет [3, 27]. Отчасти это объясняется тем, что по сравнению, например, со световыми или электронными волнами, многие параметры плазменных волн легко регулируются изменением плотности электронной системы или приложением внешнего магнитного поля. Это свойство делает плазмоны гибким и удобным объектом для физических исследований и различных приложений. Одним из основных проявлений волновой природы плазменных возбуждений является их способность интерферировать. В течение долгого времени явление плазмонной интерференции экспериментально не наблюдалось из-за низкого качества доступных структур. За последние десять лет произошел значительный прогресс в технологиях изготовления структур, приведший, в частности, к существенному увеличению подвижности двумерных электронов. Как результат, недавно был обнаружен и исследован новый тип магнито-осцилляций фото-ЭДС и продольного магнитосопротивления в высокоподвижных двумерных электронных системах при облучении структуры электромагнитным излучением СВЧ диапазона [7, 62, 63]. Эффект был обусловлен интерференцией краевых магнитоплазмонов (КМП), когерентно возбуждаемых электромагнитным излучением в приконтактных областях, и распространяющихся вдоль границы двумерной электронной системы. Оказалось, что период магнито-осцилляций определяется частотой электромагнитного облучения, плотностью электронного газа и расстоянием между потенциальными контактами. Эти свойства открывают уникальные возможности для применения эффекта интерференции КМП для детектирования и спектроскопии излучения микроволнового и терагерцового диапазонов частот [15, 125].

Для наблюдения эффекта интерференции КМП необходимо, чтобы длина пробега плазмона превышала расстояние от места возбуждения до места интерференции L . Поэтому важным представляется вопрос об изучении

длины пробега КМП. Первые эксперименты по определению длины пробега плазмонов [66, 67, 68] показали, что в электронных системах с подвижностью $\mu = 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ она может достигать нескольких миллиметров. Это обстоятельство позволяет наблюдать и изучать эффект плазменной интерференции на структурах макроскопического (миллиметрового) размера. Однако, несмотря на то, что зависимость длины пробега КМП от концентрации двумерных электронов, частоты микроволнового излучения, электронной подвижности и величины магнитного поля является определяющей при выборе условий наблюдения плазменной интерференции, до настоящего времени не предпринималось никаких попыток ее детального изучения. В настоящем разделе диссертации исследовалось поведение амплитуды магнитоосцилляций, возникающих при микроволновом облучении в структуре, при изменении температуры и электронной плотности (задним затвором). В результате, удалось измерить величину длины пробега экранированного КМП и ее зависимость от концентрации двумерных электронов, времени релаксации электронов, магнитного поля и частоты СВЧ излучения.

Первая часть исследований проводилась на структурах представляющих собой одиночную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 18 нм, расположенную на глубине 135 нм от поверхности кристалла. Для контролируемого изменения плотности двумерного электронного газа, под квантовой ямой на расстоянии 765 нм был выращен n^+ GaAs задний затвор. Путем подачи напряжения на задний затвор электронная плотность регулировалась в пределах от $0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность от $0.7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $2.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На структуре с помощью фотолитографии была изготовлена меза в форме полосы с геометрией показанной на рисунке 20. В экспериментах $W = 200 \text{ мкм}$, а $L = 50$ и 200 мкм .

Образец, закрепленный на конце 16 миллиметрового волновода помещался в гелиевый криостат внутри сверхпроводящего соленоида. По волноводу к образцу подводилось СВЧ-излучение. Микроволновые генераторы охватывали диапазон частот 19 до 80 ГГц при выходной мощности, не превышавшей 10 мВт. Для измерений применялась методика синхронного детектирования

сигнала фото-ЭДС при модуляции падающего излучения с частотой 1 кГц. Эксперименты проводились при гелиевой температуре 4.2 К на образце.

На рисунке 25(a) приведены типичные экспериментальные зависимости фото-ЭДС от магнитного поля, измеренные для различных значений концентрации двумерных электронов при частоте микроволнового облучения $f = 38$ ГГц и длине $L = 50$ мкм, а также при $f = 48$ ГГц, $L = 200$ мкм и электронной плотности $n_s = 1.8 \cdot 10^{11}$ см⁻². Видно, что эти кривые представляют собой B -периодические осцилляции, амплитуда которых увеличивается с ростом электронной плотности. Такой вид зависимостей фото-ЭДС от поля объясняется интерференцией экранированных КМП, когерентно возбуждаемых в приконтактных областях исследуемой структуры [7]. Краевые магнитоплазмоны (КМП) являются особым типом плазменных волн, распространяющихся вдоль края двумерной электронной системы при достаточно сильных магнитных полях ($\omega_c \tau > 1$, где ω_c — циклотронная частота, а τ — время упругой релаксации электронов). Скорость экранированных КМП пропорциональна холловской проводимости [6]:

$$v_{\text{emp}} \propto \sigma_{xy} \propto n_s e^2 / m^* B, \quad (26)$$

где n_s — концентрация двумерных электронов, B — величина магнитного поля, e и m^* — заряд и эффективная масса электрона. Зная соотношение (26), легко найти зависимость периода магнито-осцилляций фото-ЭДС ΔB от частоты падающего излучения f , концентрации двумерных электронов и расстояния между местами возбуждения и интерференции экранированных КМП L . Считая, что волновой вектор КМП при конструктивной интерференции равен $2\pi N/L$, где N — целое, согласно (26) имеем, что период магнито-осцилляций $\Delta B \propto n_s / fL$. Рисунок 25(b) более подробно демонстрирует зависимости амплитуды осцилляций фото-ЭДС от электронной плотности, измеренные в магнитном поле $B = 5$ Тл при различных частотах микроволнового излучения. Кривые для каждой из трех частот нормированы к одной амплитуде осцилляций при электронной плотности $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$ см⁻². Видно, что амплитуда осцилляций фото-ЭДС увеличивается с ростом кон-

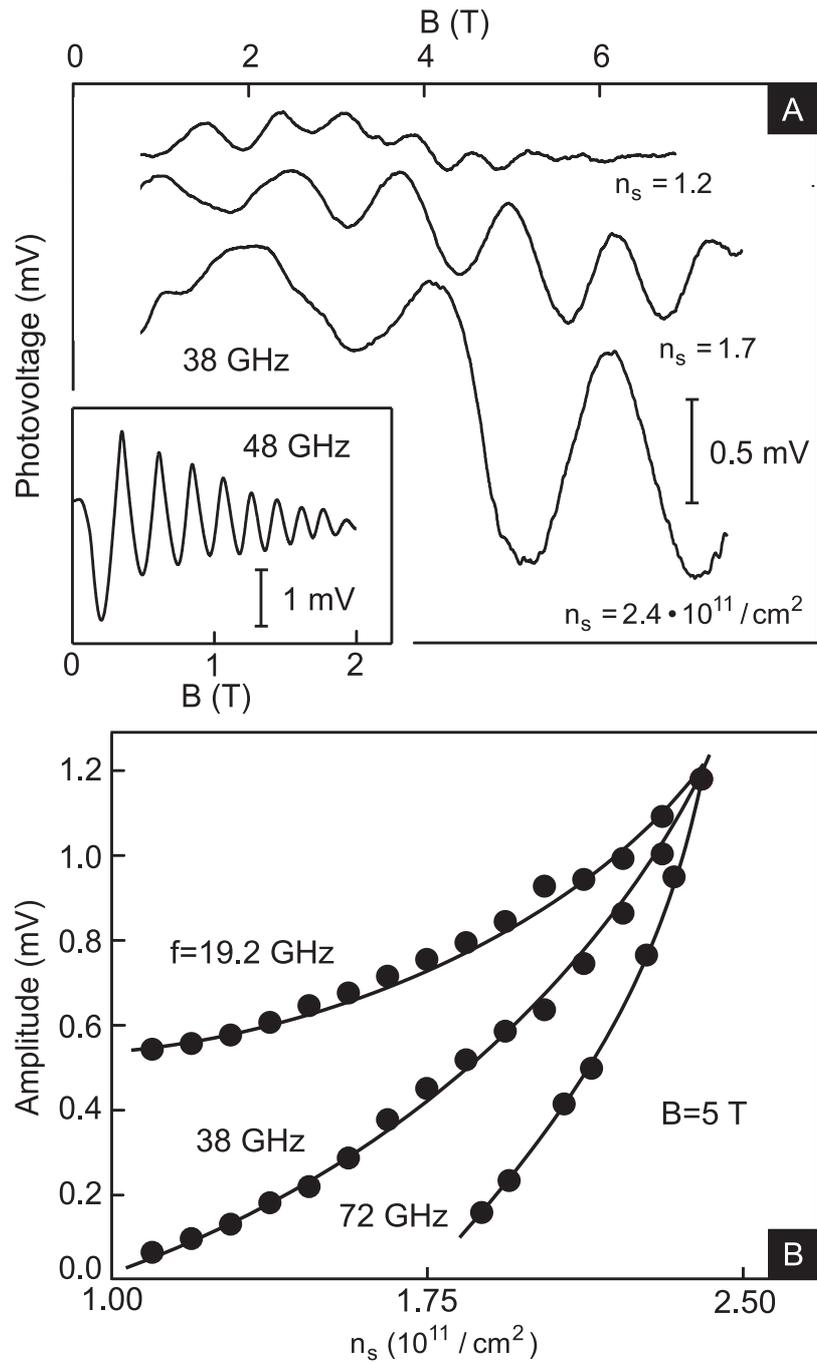


Рис. 25. (а) Осцилляции фотонапряжения, измеренные на частоте микроволнового облучения $f = 38 \text{ ГГц}$ для структуры с $L = 50 \text{ мкм}$ при трех различных электронных концентрациях. Для удобства графики сдвинуты относительно друг друга по вертикали. На вставке к рисунку показан график магнито-осцилляций фото-ЭДС для структуры с $L = 200 \text{ мкм}$, $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $f = 48 \text{ ГГц}$. (б) Зависимости амплитуды осцилляций фото-ЭДС в магнитном поле $B = 5 \text{ Тл}$ от электронной плотности, измеренные на частотах микроволнового облучения $f = 19.2, 38 \text{ и } 72 \text{ ГГц}$.

центрации, причем изменение амплитуды наиболее сильно при более высоких частотах микроволнового излучения.

Для определения длины пробега КМП L_{emp} выразим амплитуду магнито-осцилляций фото-ЭДС U через L_{emp} . Поскольку в месте интерференции вблизи контакта происходит сложение амплитуд испущенной волны и волны, прошедшей расстояние L , то напряжение на контакте U_r , вызванное нелинейной квадратичностью и выпрямлением на нем, равно

$$U_r = U_0 |1 + e^{-iqL}|^2, \quad (27)$$

где $q = q_1 - iq_2$, $q_1 \propto \omega B/n_s$ — волновой вектор плазмона, а $q_2 = 1/L_{\text{emp}}$ — член, отвечающий за его затухание. После преобразования уравнения (27) имеем

$$U_r = U_0 (1 + e^{-2q_2L} + 2e^{-q_2L} \cos q_1L). \quad (28)$$

Согласно (28) амплитуда магнито-осцилляций фотонапряжения убывает с уменьшением L_{emp} по закону

$$U \propto e^{-q_2L} = e^{-L/L_{\text{emp}}}. \quad (29)$$

Теперь несложно качественно понять поведение экспериментальных кривых, изображенных на рисунке 25. Прежде всего, из рисунка видно, что амплитуда осцилляций фотонапряжения растет при увеличении электронной плотности n_s , что согласно (29) объясняется увеличением L_{emp} с ростом n_s . Также легко заметить, что согласно вставке к рисунку 25(а) амплитуда осцилляций падает с увеличением магнитного поля B , что вызвано падением L_{emp} с ростом B . Более сложным является определение взаимосвязи длины пробега КМП и частоты падающего микроволнового излучения f . Согласно рисунку 25(б) при одном и том же изменении электронной плотности амплитуда осцилляций фото-ЭДС падает больше при облучении системы более высокочастотным излучением. Таким образом, длина пробега L_{emp} падает с ростом f .

Согласно теоретическому рассмотрению [65] длина пробега КМП вдоль края полубесконечной электронной системы описывается следующим выра-

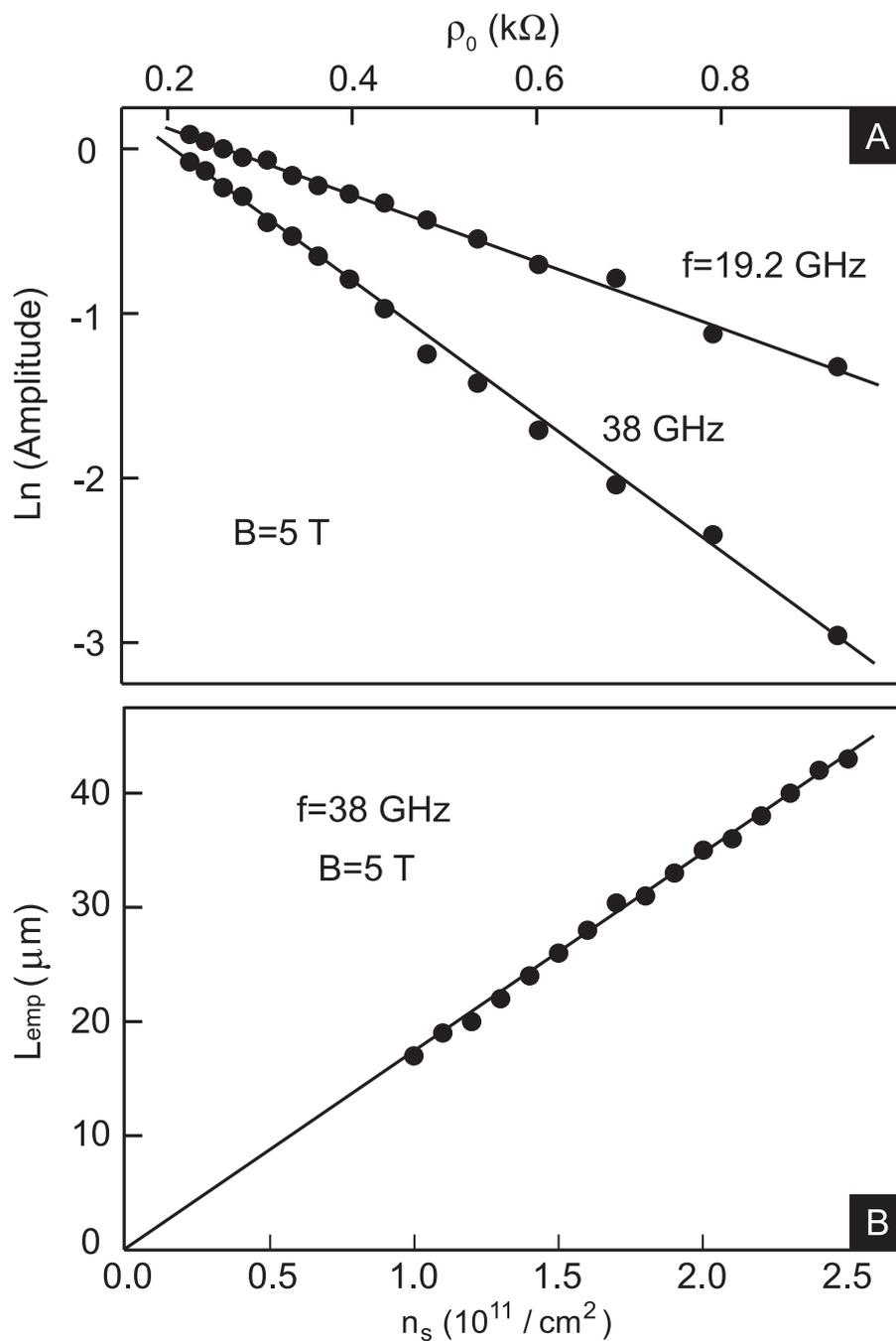


Рис. 26. (а) Зависимости логарифма амплитуды магнито-осцилляций фото-ЭДС от сопротивления электронного газа ρ_0 , измеренные для двух частот микроволнового облучения. Сопротивление ρ_0 изменялось вариацией электронной плотности с помощью заднего затвора. (б) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от концентрации двумерных электронов, измеренная при частоте микроволнового излучения $f = 38$ ГГц и магнитном поле $B = 5$ Тл. Зависимость получена при температуре на образце $T = 4.2$ К.

жением:

$$L_{\text{emp}} \propto \frac{n_s e^2 \tau}{m^* \omega} \frac{1}{1 + 0.09 \frac{\omega_c \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}}, \quad (30)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота. Приведенное теоретическое соотношение было получено в приближении, когда электронный газ находится на границе между диэлектрической подложкой и вакуумом. Сравнивая теоретическую формулу (30) с предложенным выше анализом экспериментальных кривых на рисунке 25, приходим к выводу, что в пределе малых магнитных полей теория качественно правильно описывает поведение длины пробега КМП L_{emp} при изменении различных параметров. Для количественного определения L_{emp} проверим, что длина пробега плазмона пропорциональна проводимости электронного газа в нулевом магнитном поле $L_{\text{emp}} \propto \sigma_0 = n_s e^2 \tau / m^*$. Для этого при фиксированном магнитном поле $B = 5$ Тл измерим зависимость амплитуды магнито-осцилляций фотонапряжения U от электронной плотности n_s (рис. 25(b)). При этом для каждого из значений n_s определим сопротивление электронной системы в нулевом магнитном поле $\rho_0 = 1/\sigma_0$ (рис. 26(a)). Учитывая соотношение (29) в предположении, что $L_{\text{emp}} \propto \sigma_0$, приходим к следующему выражению для логарифма амплитуды осцилляций фото-ЭДС:

$$\ln U = A - L/L_{\text{emp}} = A - C(\omega, B)L \cdot \rho_0, \quad (31)$$

где $\rho_0 = 1/\sigma_0$, A — постоянная величина, а $C(\omega, B)$ — некоторая функция частоты излучения и магнитного поля. Экспериментальные данные полностью подтверждают пропорциональность длины пробега плазмона проводимости электронного газа. Действительно, на рисунке 26(a) приведены зависимости $\ln U(\rho_0)$, измеренные для двух частот микроволнового излучения 19.2 и 38 ГГц при фиксированном магнитном поле 5 Тл. В согласии с (31) зависимости носят линейный характер, тангенс угла наклона которых равен $C(\omega, B)L$. Поскольку для использовавшейся в экспериментах структуры $L = 50$ мкм, то по величине тангенса угла наклона можно определить значение $C(\omega, B)$, а значит, и величину длины пробега КМП L_{emp} для любого ρ_0 . Таким образом удается количественно восстановить поведение L_{emp} при

изменении концентрации двумерных электронов n_s (рис. 26(b)). Зависимость носит линейный характер в согласии с теоретическим предсказанием (30). Согласно полученным результатам длина пробега КМП при частоте падающего излучения 38 ГГц и электронной плотности $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $L_{\text{emp}}(B = 5 \text{ Тл}) = 30 \text{ мкм}$.

Для определения зависимости длины пробега экранированного КМП от частоты микроволнового излучения f и магнитного поля B описанная процедура была проделана для нескольких значений частот и величин магнитного поля. Полученные результаты представлены на рисунках 27(a)-(b). Эксперимент показывает, что длина пробега экранированного КМП L_{emp} уменьшается обратно пропорционально частоте f (рис. 27(b)) и незначительно падает с увеличением магнитного поля (рис. 27(a)). Наиболее удачно поведение длины пробега плазмона при изменении магнитного поля описывает следующая формула:

$$L_{\text{emp}} = \frac{L_0}{1 + (B/B_0)^2}, \quad (32)$$

где $B_0 = 6 \text{ Тл}$ и $L_0 = 41 \text{ мкм}$ для $f = 52.5 \text{ ГГц}$. Некоторое несоответствие между экспериментальной зависимостью (32) и теорией (30) может быть объяснено тем, что использовавшаяся в экспериментах архитектура структуры несколько отличается от рассматриваемой в теории.

Все вышеперечисленные эксперименты относятся к определению длины пробега плазменного возбуждения в ДЭС с экранированием. Во второй части раздела будут приведены исследования по определению длин пробега плазменных волн в двумерной электронной системе без экранирования. Это наиболее широко распространенная и важная с точки зрения приложений система. В экспериментах использовались одиночные легированные AlGaAs/GaAs квантовые ямы с концентрацией и подвижностью двумерных электронов $1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $0.9 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, соответственно. Топология образцов была стандартной (Глава 2) с размером плазмонного резонатора $L = 900, 400, 200, 100, 50, 30 \text{ мкм}$. При измерениях применялась ректификационная методика.

Рисунок 28(a) на примере магнитоосцилляций фото-ЭДС для плазмонных

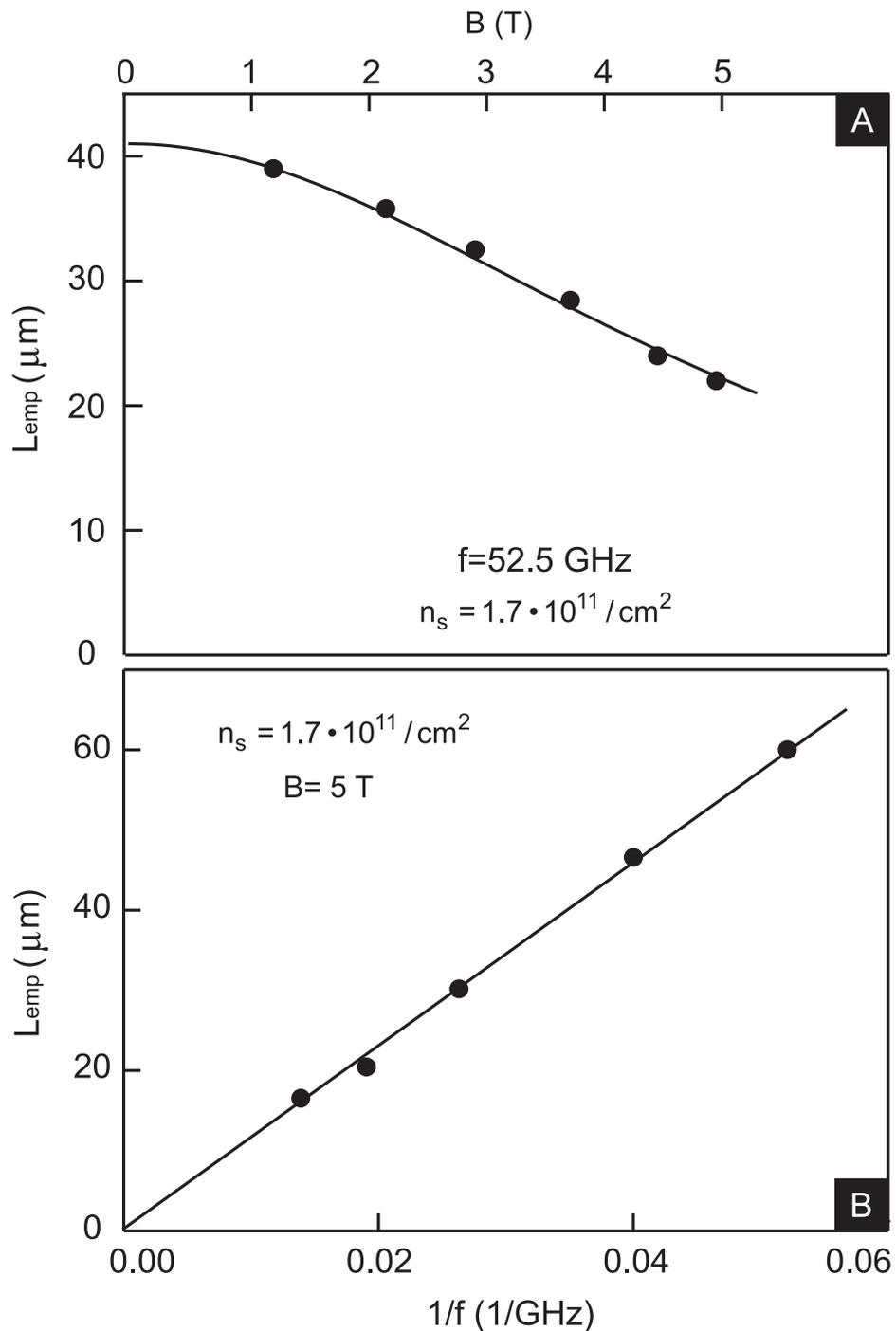


Рис. 27. (а) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от величины магнитного поля, измеренная при частоте микроволнового излучения $f = 52.5 \text{ ГГц}$ и концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. (б) Зависимость длины пробега экранированных краевых магнитоплазмонов от частоты микроволнового излучения при концентрации двумерных электронов $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и магнитном поле $B = 5 \text{ Т}$. Эксперименты проводились при температуре на образце $T = 4.2 \text{ К}$.

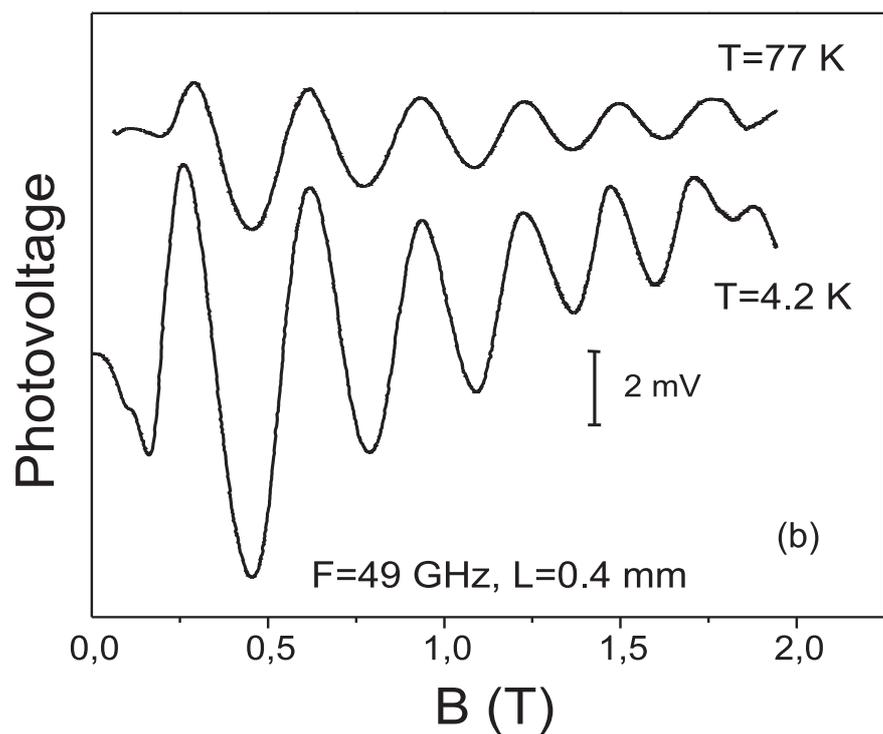
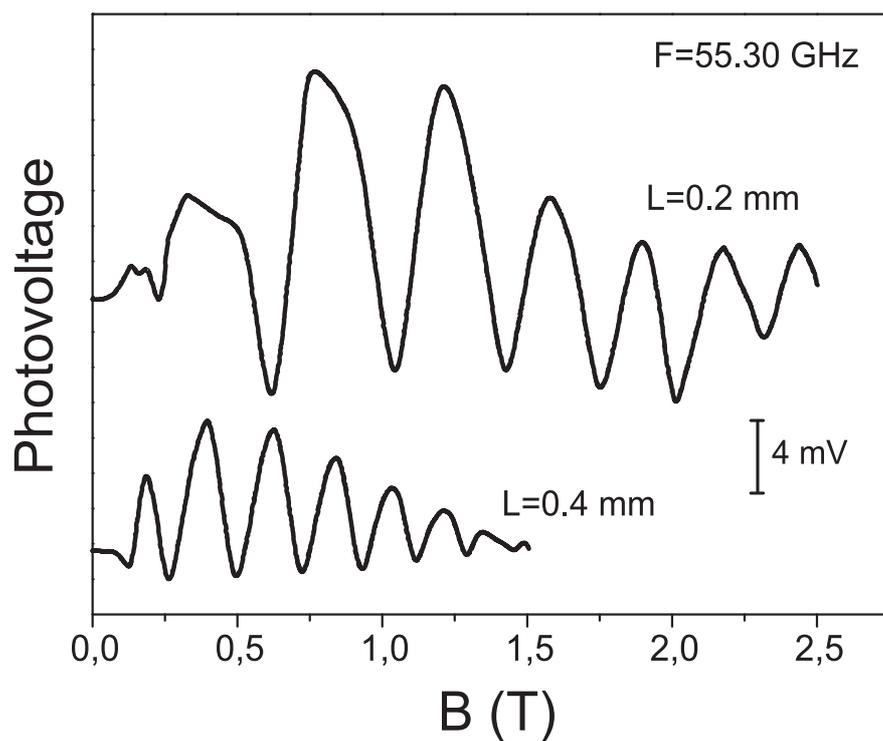


Рис. 28. (а) Осцилляции фотонапряжения, измеренные на частоте $f = 55.3$ ГГц, для двух различных длин резонатора $L = 0.2$ и 0.4 мм при температуре 4.2 К. (б) Сравнение осцилляций фото-ЭДС, измеренных на частоте $f = 49$ ГГц для $L = 0.2$ мм при температурах 4.2 К и 77 К.

резонаторов различного размера L (0.4 и 0.2 мм) демонстрирует применимость оценки (28) и формулы (29) для неэкранированного случая. Видно, что амплитуда осцилляций падает при увеличении магнитного поля, что объясняется уменьшением длины пробега плазмона L_{emp} с ростом B . На рисунке 28(b) показывается влияние температуры на амплитуду осцилляций фотонапряжения. Согласно (29) можно сделать качественный вывод, что L_{emp} уменьшается при увеличении температуры T . На рисунке 29 в полулогарифмическом масштабе представлены температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотонапряжения для образцов с различным L . Видно, что с увеличением L уменьшается критическая температура T_c , при которой происходит резкий спад амплитуды магнитоосцилляций. Этот результат можно трактовать следующим образом. Как указывалось выше, длина пробега плазмона уменьшается с ростом температуры за счет уменьшения времени электронной релаксации τ . Поэтому осцилляции пропадают (изломы на рис. 29), когда $L_{\text{emp}}(T_c)$ сравнивается с L . Таким образом, можно утверждать, что $L_{\text{emp}}(T_c = 23 \text{ К}) \approx 0.9 \text{ мм}$, $L_{\text{emp}}(T_c = 75 \text{ К}) \approx 0.4 \text{ мм}$, $L_{\text{emp}}(T_c = 125 \text{ К}) \approx 0.2 \text{ мм}$ при частоте микроволнового излучения 49 ГГц и электронной концентрации $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При построении по полученным трем точкам функции $L_{\text{emp}}(\tau)$ получается линейная зависимость.

В наших предыдущих исследованиях [122] мы показали, что длина пробега КМП пропорциональна времени электронной релаксации τ и составляет $L_{\text{emp}}(T = 4.2 \text{ К}) = 1.0 \text{ мм}$ при частоте падающего излучения 46 ГГц и электронной концентрации $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. 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 падает и составляет $(70 \pm 2) \text{ мкм}$. Для восстановления соответствия между двумя экспериментами заметим, что согласно [126] добавление проводящего затвора вблизи электронной системы значительно уменьшает скорость плазменных волн, распространяющихся в ней. Это обстоятельство и объясняет значительное уменьшение длины пробега плазмона, наблюдаю-

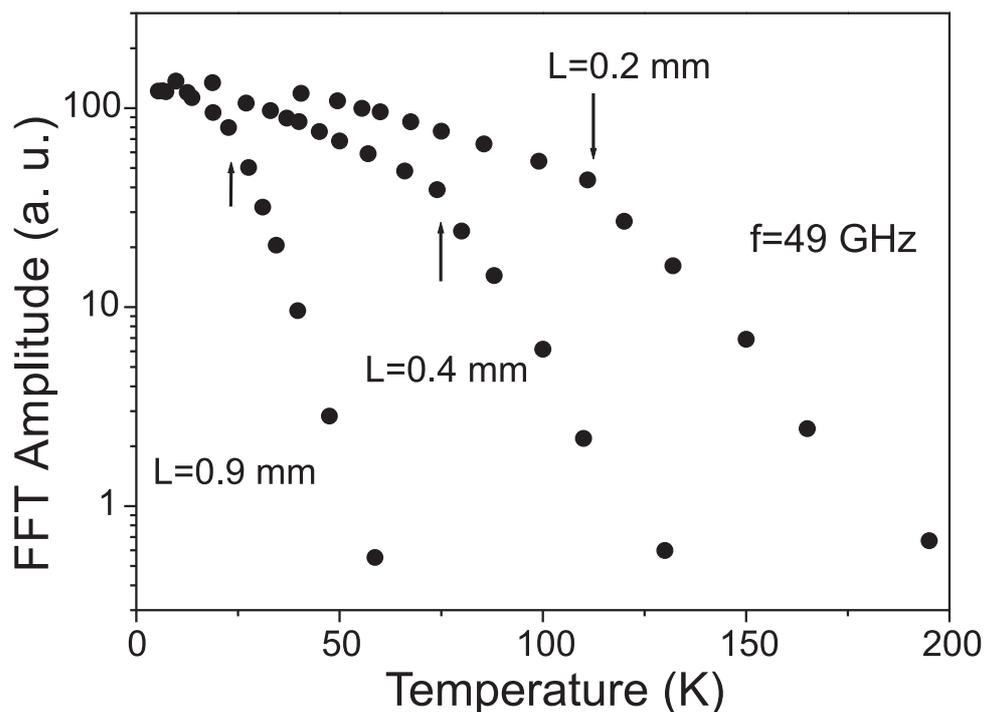


Рис. 29. Температурные зависимости амплитуды быстрого фурье-преобразования сигнала фотонапряжения, измеренные на частоте 49 ГГц для мод с различными L . Концентрация двумерных электронов в структурах составляла $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Стрелками указаны значения критической температуры T_c для различных L .

щееся в структурах с задним затвором.

Следует заметить, что проведенные исследования представляют значительный интерес для различных приложений, использующих свойства плазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах [127, 128, 15, 129]. Полученные результаты позволяют предсказывать в зависимости от температуры и частоты излучения необходимые для работы параметры прибора.

Таким образом, в настоящем разделе развита экспериментальная методика количественного определения длины пробега плазменных возбуждений. Изучены зависимости длины пробега плазмонов 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. Было показано, что длина пробега плазменных возбуждений при темпера-

туре $T = 4.2$ К может достигать миллиметров. Это позволяет изучать эффекты плазмонной интерференции и оптики на образцах макроскопического размера без проблем, связанных со сложными процедурами электронной литографии.

3.3 Многолучевая интерференция плазменных возбуждений в плазмонных кристаллах

Фотонные кристаллы представляют собой материалы, состоящие из периодической внутренней структуры. В последнее время фотонные кристаллы привлекли к себе большое внимание исследователей, поскольку они позволяют контролировать электромагнитные волны на масштабе длины волны. Они оказывают влияние на распространение волн (обычно видимого или инфракрасного частотного диапазона) аналогичное влиянию периодического потенциала кристаллической решетки на движение электронов. Характерной особенностью волн, распространяющихся в фотонных кристаллах, является образование в их энергетическом спектре разрешенных и запрещенных зон за счет брэгговского отражения волн от периодической субструктуры кристалла. Уникальные оптические свойства фотонных кристаллов нашли отражение во многих перспективных современных приложениях: материалах с подавлением спонтанной эмиссии, оптоволоконных системах с низкими потерями, метаматериалах [130]. При падении электромагнитной волны на проводящую (обычно металлическую) поверхность происходит резонансное взаимодействие между полем волны и коллективными поверхностными оцилляциями зарядовой плотности, что приводит к возбуждению поверхностных плазмонных поляритонов [13, 86]. Поверхностные поляритоны распространяются вдоль поверхности и по сравнению со световой волной обладают более сложным законом дисперсии. Периодический рельеф проводящей поверхности значительно модифицирует дисперсию поляритонов, приводя к загибу зон и открытию щелей в спектре [131, 132]. Дисперсионные свойства таких плазмонных и фотонных кристаллов определяются геометрическими пара-

метрами субструктуры и выбором материала кристалла. Таким образом, параметры таких плазмонных и фотонных кристаллов фиксированы и задаются лишь при изготовлении.

В двумерных электронных системах (ДЭС) движение электронов ограничено в плоскости. Таким образом, коллективные электронные возбуждения (плазменные волны) будут распространяться в той же плоскости, а значит, для них будут наблюдаться физические явления аналогичные изученным ранее для поляритонов на поверхности металлов [4, 35, 36]. Общие свойства плазменных волн в ДЭС подробно освещены в литературе [27]. Ранние попытки изучения брэгговского отражения плазмонов были предприняты на кремниевых МОП-структурах со ступенчатым затвором для периодической модуляции электронной плотности [133, 134, 135]. Эти попытки были затруднены низким качеством доступных тогда структур, и как следствие, малой длиной пробега плазмона. С тех пор качество ДЭС значительно улучшилось и длина пробега плазмонов теперь стала достигать миллиметров [122]. 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 скорость плазмонов в ДЭС регулируется путем приложения перпендикулярного магнитного поля B или путем изменения электронной плотности n_s системы. Несмотря на то, что как n_s , так и B определяют скорость плазмонов, лишь магнитное поле B влияет на пространственную ширину плазменного возбуждения. Путем приложения магнитного поля можно менять размерность некоторых плазменных возбуждений. Примером является преобразование двумерного плазменного возбуждения в „одномерный“ краевой магнитоплазмон (КМП) в присутствии магнитного поля [5, 6, 52, 53]. Для таких возбуждений образование полной зонной щели требует периодической модуляции свойств кристалла лишь в одном из направлений. В данном разделе экспериментально наблюдается и исследуется образование щелей в спектре краевых магнитоплазмонов, распространяющихся вдоль полосы двумерных электронов

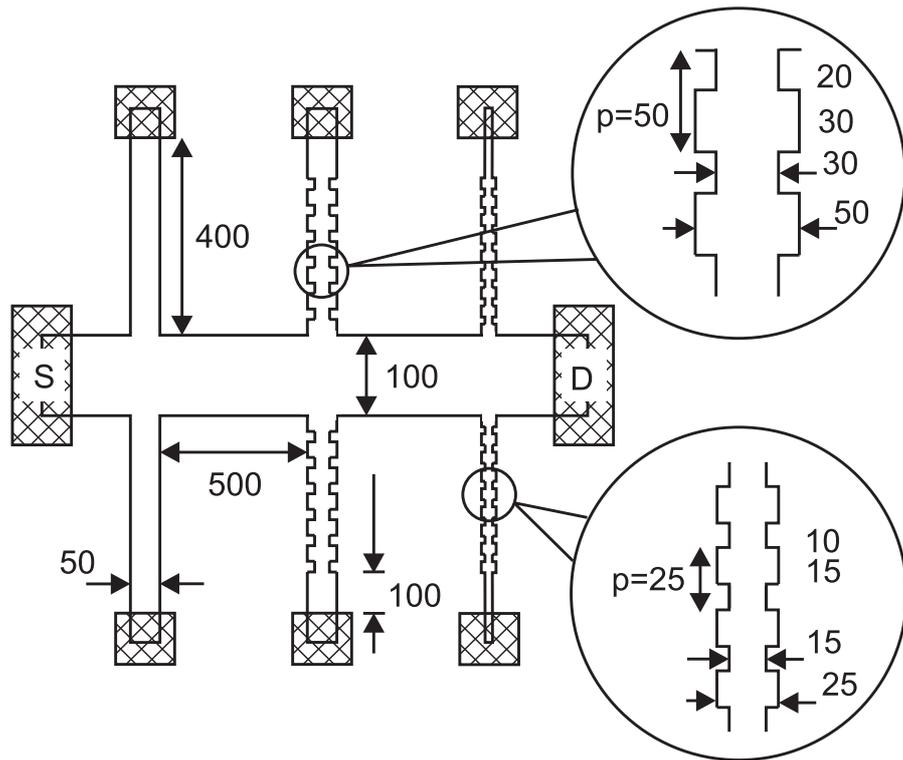


Рис. 30. Исследуемый образец состоял из центральной прямоугольной мезы с шестью отходящими полосками. Полоски имели форму либо простого прямоугольника, либо прямоугольника с периодически модулированными двумя сторонами. Полоски с периодической модуляцией называются плазмонными кристаллами. В экспериментах исследовались плазмонные кристаллы с периодами $p = 25$ и 50 мкм. Все размеры на рисунке указаны в микрометрах.

с периодически модулированной шириной. Данная система на протяжении этого раздела будет называться плазмонным кристаллом. Демонстрируется, что положение щелей контролируемо регулируется магнитным полем B и электронной концентрацией n_s .

В данном разделе приведены результаты исследований системы двумерных электронов на базе гетероперехода $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, где $x = 0.3$. На рисунке 30 схематично показан исследуемый образец, изготовленный при помощи методов оптической литографии. Образец включал в себя центральную прямоугольную мезу со стоковым и истоковым контактами на каждом из концов. Из центральной мезы выступало шесть полосок с вожженными на концах контактами. Противоположные полоски были одинаковыми по форме. Пара полосок имела простую прямоугольную форму, тогда как у осталь-

ных ширина была периодически промодулирована. В дальнейшем полоски с периодической модуляцией будут называться плазмонными кристаллами с периодом p . Все размеры на рисунке 30 указаны в микрометрах. Электронная плотность и подвижность в двумерной электронной системе составляли $n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, соответственно. При подсветке красным фотодиодом плотность двумерных электронов увеличивалась вплоть до величины $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ за счет эффекта параллельной фотопроводимости. Структура погружалась в криостат с жидким гелием и сверхпроводящим магнитом, позволявшим создавать магнитное поле до 12 Тл в направлении перпендикулярном двумерной электронной системе. При помощи прямоугольного волновода $8\text{мм} \times 16\text{мм}$ СВЧ излучение в частотном диапазоне 40 – 150 ГГц от генератора подводилось к образцу. Мощность СВЧ на выходе генератора составляла 0.1 – 10 мВт. Сигнал фото-ЭДС отклика исследуемой структуры измерялся между контактом стока (D) или истока (S) мостика и контактом изучаемой полоски (рис. 30). При измерениях фото-ЭДС применялась методика синхронного детектирования на частоте модуляции микроволнового излучения 1 кГц при развороте магнитного поля. Эксперименты проводились при температуре 4.2 К.

На рисунке 31(а) показаны типичные экспериментальные кривые. Кривые представляют собой зависимости фотонапряжения от приложенного перпендикулярного магнитного поля для двух конфигураций плазмонного кристалла. Средняя кривая показывает сигнал фото-ЭДС, 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 ($p = 50 \text{ мкм}$). Сигнал фото-ЭДС с полоски постоянной ширины представляет собой высокочастотные, приблизительно B - периодические осцилляции. Эти осцилляции впервые наблюдались в работе И. В. Кукушкина [7]. Они были вызваны когерентным возбуждением и двулучевой интерференцией краевых магнитоплазмонов. Направленное на образец микроволновое излучение посредством контакта-антенны возбуждает в приконтактной области плазменную волну, распространяющуюся

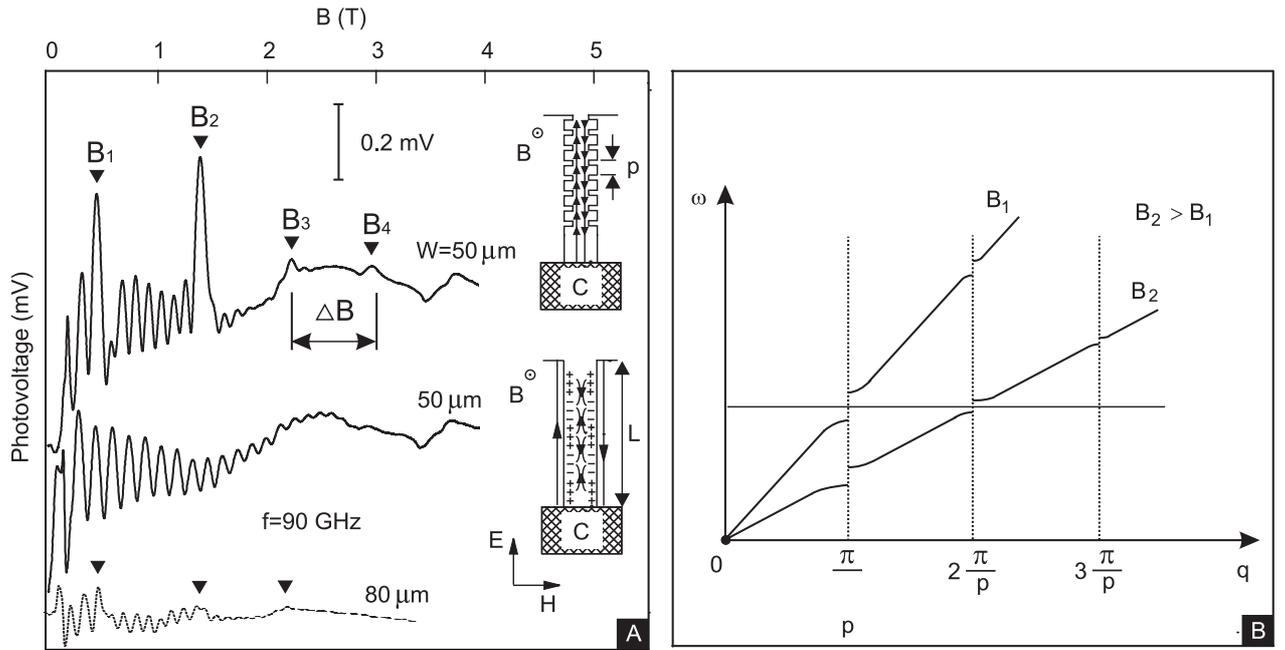


Рис. 31. (а) Магнитополевые зависимости фотонапряжения, измеренные между контактом истока и контактом полоски с постоянной шириной (средняя кривая), контактом полоски с периодически ($p = 50 \mu\text{м}$) промодулированной шириной (верхняя кривая). Менее частые и большие по амплитуде пики на верхней кривой, обозначенные символами от B_1 до B_4 , соответствуют фундаментальной и вплоть до четвертого порядка щелям в спектре плазмонного кристалла. Они соответствуют максимумам брэгговского отражения краевых магнитоплазмонов. Расстояние между соседними брэгговскими пиками обозначено как ΔB . Данные были измерены при $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сигнал фотонапряжения, снятый с плазмонного кристалла шириной $80 \mu\text{м}$, показан на нижней штрихованной кривой. Амплитуда брэгговских пиков значительно падает при увеличении ширины W за счет уменьшения взаимодействия плазменных волн, движущихся в противоположных направлениях по сторонам полоски. (б) Схематическая иллюстрация того, как спектр краевых магнитоплазмонов изменяется в плазмонном кристалле. Для простоты предполагается, что дисперсия КМП имеет линейный вид. В спектре образуются щели на границах зон Бриллюэна. При развороте B или n_s дисперсия КМП изменяется и щели сдвигаются по частоте.

юся вдоль полоски. За счет своего латерального размера контакт-антенна добавляет электромагнитной волне необходимый импульс для преобразования в плазмон. Таким образом, контакт-антенна выполняет такую же роль как решетчатый затвор в пионерских работах [36]. В недавней работе [64] было дано всеобъемлющее теоретическое рассмотрение возбуждения плаз-

менных волн в ДЭС со встроенным проводящим контактом. В конце полоски резкое изменение ее ширины приводит к отражению части волны обратно к контакту. При конструктивной интерференции в приконтактной области излучаемой и отраженной плазменных волн образуется большой переменный потенциал. Переменный потенциал из-за выпрямления преобразуется в измеряемый постоянный сигнал фото-ЭДС [7]. Выпрямление может быть вызвано нелинейностью вольт-амперной характеристики контактов образца, а также гидродинамической нелинейностью на переходе ДЭС — контакт. При достаточно больших магнитных полях, плазменную волну в полоске можно рассматривать как магнитоплазмон, распространяющийся вдоль края системы (краевой магнитоплазмон). Направление распространения волны задается направлением магнитного поля и нормалью к краю системы. Дисперсия краевого магнитоплазмона хорошо описывается линейным законом [6] (слабо меняющимся логарифмическим множителем можно пренебречь):

$$\omega \propto \frac{n_s}{B}q, \quad (33)$$

где ω — частота микроволнового излучения и краевого магнитоплазмона. Для возникновения конструктивной интерференции волновой вектор q должен равняться $N\pi/L$ (N - целое число), где L — полная длина полоски. Таким образом, при неизменной электронной плотности и частоте микроволнового излучения в сигнале фотонапряжения должны наблюдаться B - периодические осцилляции с периодом $\Delta B \propto n_s/(L\omega)$. Этот эффект и наблюдается в эксперименте (средняя кривая на рис. 31(а)).

В полоске с периодически модулированной шириной вблизи сужений происходит взаимодействие краевого магнитоплазмона, движущегося вверх с отраженным магнитоплазмонном движущимся вниз (рис. 31(а)). Таким образом, можно считать, что часть полоски 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 $q = (\pi/p)N$,

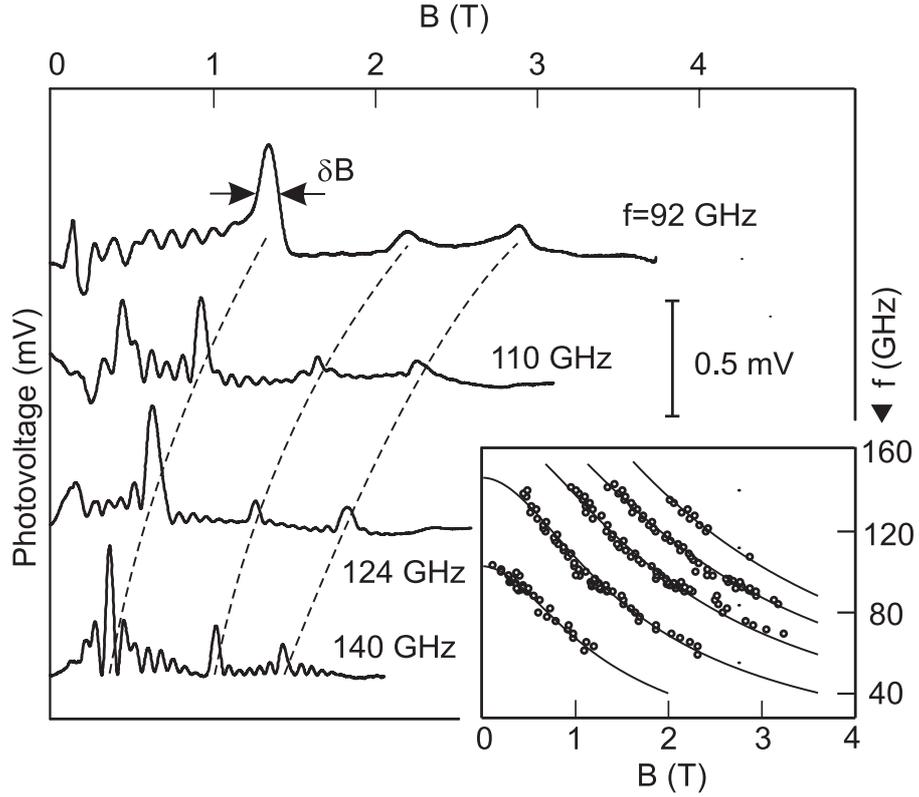


Рис. 32. Сигнал фотонапряжения, измеренный для плазмонного кристалла с периодом $p = 50$ мкм при нескольких частотах микроволнового излучения. Период брэгговских особенностей ΔB уменьшается с увеличением частоты ω . На вставке показана магнито-частотная зависимость положения максимумов брэгговского отражения. Сплошными линиями на вставке показаны результаты теоретических расчетов [75]. Кривые были измерены при $n_s = 3.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

где N — целое число. Если рассмотреть вместе брэгговское условие и плазмонную магнитодисперсию (формула (33)), то можно прийти к выводу, что в сигнале фото-ЭДС должны наблюдаться эквидистантные брэгговские пики (B - периодические осцилляции) с периодом

$$\Delta B \propto \frac{n_s}{\omega p}, \quad (34)$$

при фиксированной частоте ω . Как схематически показано на рисунке 31(b) эти брэгговские пики совпадают с щелями в спектре плазмонного кристалла. Менее частые и большие по амплитуде пики на верхней кривой (рис. 31(a)), 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 противоположных направлениях по сторонам полоски. Это обстоятельство иллюстрируется нижней кривой на рисунке 31(а) ($W = 80$ мкм). В дальнейшем представленная физическая картина явления многолучевой интерференции будет подтверждена более детальным изучением зависимости положения брэгговских пиков от всех параметров уравнения (34): частоты плазмона ω , электронной плотности n_s и периода плазмонного кристалла p . Следует отметить, что для наблюдения указанных выше эффектов необходимо, чтобы плазменное возбуждение распространялось на расстояние порядка миллиметра, что гораздо больше длины пробега электрона при соответствующей температуре.

Рисунок 32 иллюстрирует влияние частоты микроволнового излучения на магнитное положение пиков брэгговского отражения. Кривые были измерены для плазмонного кристалла с периодом $p = 50$ мкм. С увеличением частоты излучения в согласии с формулой (34) брэгговские пики смещаются в меньшие магнитные поля, а их период ΔB уменьшается. На вставке к рисунку показана магнито-частотная зависимость положения максимумов брэгговского отражения. Брэгговские пики непрерывно смещаются вплоть до малых магнитных полей, когда плазменное возбуждение уже нельзя считать локализованным вблизи края двумерной системы. Поэтому в данной ситуации реализуется случай плазмонного кристалла, где ширина полоски периодически модулирует скорость плазмона. Сплошными линиями на вставке показаны результаты теоретических расчетов более детально, нежели уравнение (34), описывающих плазмонную магнитодисперсию в области малых магнитных полей. В рамках этих расчетов дисперсионные ветви краевых магнитоплазмонов могут быть описаны следующим соотношением [75]:

$$\omega_{\text{emp}}(B) = \frac{\omega_i}{\sqrt{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^2}}, \quad (35)$$

где ω_i — частота фундаментальной ($i = 0$) и кратных ($i = 1, 2, \dots$) плаз-

монных мод в нулевом магнитном поле. Эти частоты могут быть численно определены из геометрии ячейки плазмонного кристалла. В наших исследованиях мы пользовались ими как подгоночными параметрами. Параметр магнитного поля B_0 также служил подгоночным параметром, однако, выбирался одинаковым для всех магнитоплазменных мод (ветвей с различным i).

Для того чтобы вычислить ширину i -ой щели в спектре магнитоплазмонов, распространяющихся в плазмонном кристалле, необходимо определить ширину брэгговских пиков по магнитному полю δB_i и использовать наклон магнитоплазменных мод на вставке к рисунку 32. Ширина щели $\delta\omega_i$ может быть переписана следующим образом $(\partial\omega_i/\partial B)\delta B_i$, где $\partial\omega_i/\partial B$ — есть наклон кривых на вставке. Для частоты излучения 82 ГГц были получены следующие ширины щелей: $\delta\omega_0/2\pi = 3.6$ ГГц, $\delta\omega_2/2\pi = 3.3$ ГГц, $\delta\omega_3/2\pi = 3.1$ ГГц и $\delta\omega_4/2\pi = 2.9$ ГГц. Погрешность определения величины щели зависит от ее номера. Для хорошо выраженных пиков она составляет 10 %. Таким образом, можно заключить, что ширина щелей в спектре плазмонов слабо зависит от их номера, то есть амплитуда Фурье-гармоник рассеивающего потенциала слабо спадает с увеличением номера гармоники. Это говорит о том, что рассеяние плазмонов сильно локализовано в пространстве, предположительно на углах между областями различной ширины. Дополнительные эксперименты показали, что число периодов плазмонного кристалла играет важную роль. Однако, увеличение этого числа выше десяти не приводит к сужению пиков из-за того, что длина пробега плазмона становится меньше размера плазмонного кристалла.

Рисунок 33 демонстрирует как период плазмонного кристалла p (рисунок А) и электронная плотность n_s (рисунок В) влияют на ΔB . Если удвоить период плазмонного кристалла, то расстояние между последовательными брэгговскими пиками сократится вдвое. Это согласуется с формулой (34) 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

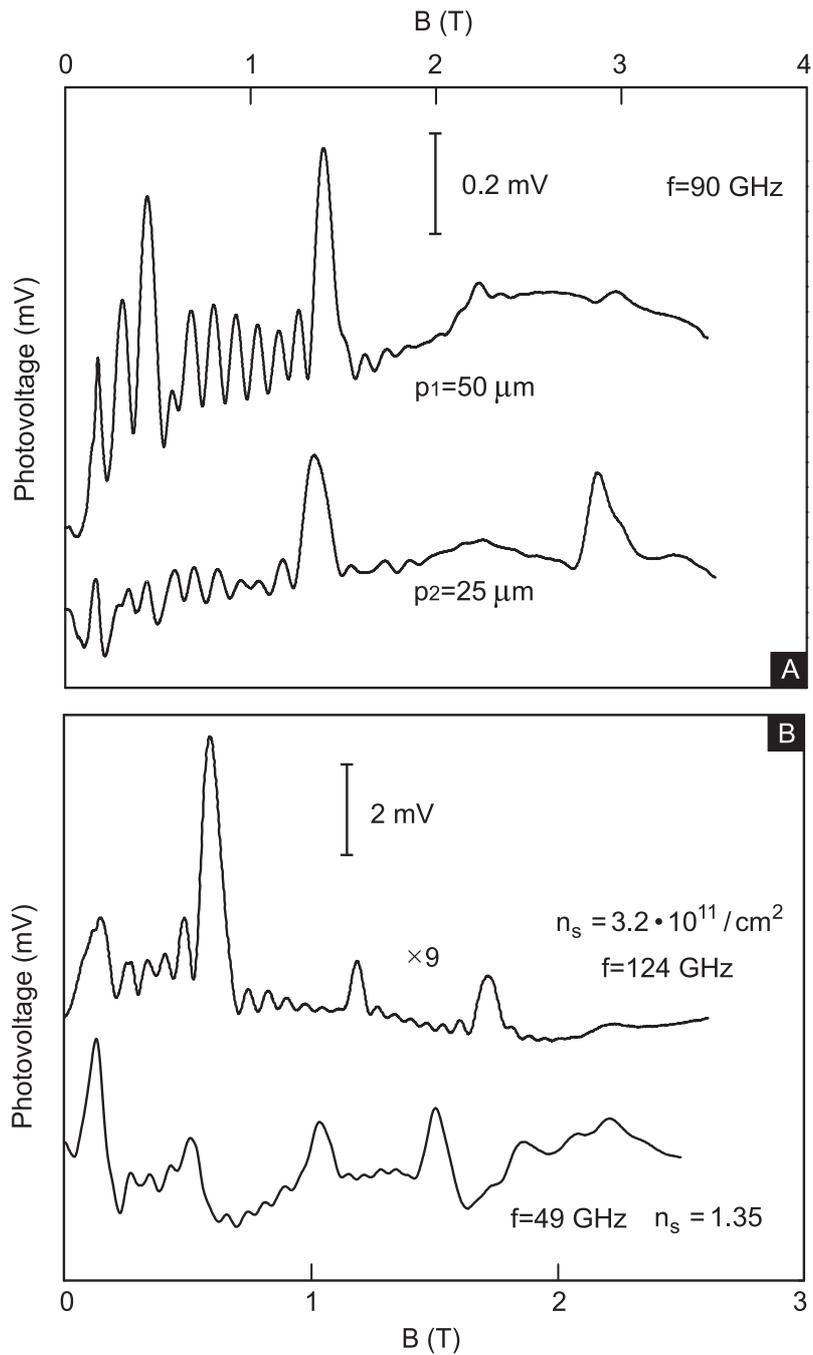


Рис. 33. (а) Иллюстрация влияния периода плазмонного кристалла на период брэгговских осцилляций в фотонапряжении. Удвоение периода p приводит к уменьшению в два раза ΔB . (б) Магнитополевая зависимость сигнала фото-ЭДС, измеренная на плазмонном кристалле ($p = 50$ мкм) для двух электронных плотностей. Для того чтобы сохранить неизменным период брэгговских пиков в фотонапряжении, частота микроволнового излучения была отмасштабирована на фактор примерно равный отношению электронных плотностей.

волны от самой первой ячейки плазмонного кристалла, поскольку расстояние от металлического контакта до кристалла во всех экспериментах было фиксированным. Для двух кривых на панели В отношение частот и плотностей, при которых они измерялись составляло приблизительно 2.4. Проведенные эксперименты ярко иллюстрируют дополнительные степени свободы, которые имеются у ДЭС по сравнению с фотонными диэлектрическими и металло-диэлектрическими кристаллами при создании плазмонных кристаллов. В ДЭС дисперсионные свойства кристалла можно регулировать в широких пределах.

В заключение, в настоящем разделе диссертации были проведены исследования распространения краевых магнитоплазменных волн в плазмонных кристаллах. Были 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.

4 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах с различным диэлектрическим окружением

4.1 Введение

Во Введении к диссертации подробно обсуждается причина большого научного интереса к исследованию плазменных возбуждений в низкоразмерных электронных системах. Здесь следует отметить обнаружение краевой магнитоплазменной моды, наблюдение одномерного плазмона с законом дисперсии, заметно отличающимся от корневого, и обнаружение проявления эффектов запаздывания в дисперсии плазменных возбуждений. Практическое применение плазменных волн в электронных устройствах обусловлено, с одной стороны, значительно более высокими скоростями плазменных возбуждений по сравнению с дрейфовой скоростью электронов [16], а с другой стороны, возможностью управлять законом дисперсии плазмонов с помощью магнитного поля, плотности носителей заряда, или диэлектрического (металлического) окружения такой структуры [126]. Как правило, электронные приборы, основанные на распространении и возбуждении плазменных колебаний, помимо самого двумерного слоя обязательно включают в себя контролирующие элементы в виде контактов или управляющих металлических электродов. Экспериментальному исследованию влияния металлических затворов, расположенных сверху (или снизу) над электронным каналом на свойства плазменных волн и посвящен настоящий раздел диссертации.

В случае металлических затворов, расположенных сверху (или снизу) над электронным каналом можно провести следующие теоретические рассуждения. Дисперсия 2Д-плазмона имеет два важных свойства. Во-первых, плазмон имеет бесщелевой спектр, во-вторых, плазменная частота сильно зависит от геометрии и диэлектрических свойств окружения двумерного электронного газа (что определяется диэлектрической функцией $\varepsilon(q)$). Например, если

под двумерным газом на расстоянии d находится идеально проводящий затвор, то плазменная дисперсия приобретает вид:

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{q}{\epsilon_0 + \epsilon \coth qd}. \quad (36)$$

В формуле ϵ_0 и ϵ являются диэлектрическими проницаемостями вакуума и диэлектрика между затвором и электронным газом. Формула (36) применима только в случае, если $qd_1 \ll 1$, где d_1 — толщина верхнего слоя диэлектрика. Перпендикулярное магнитное поле значительно изменяет дисперсию плазмонов. В магнитном поле происходит гибридизация плазменного и циклотронного возбуждений, причем частота комбинированной моды задается формулой [28, 34]:

$$\omega_{mp}^2 = \omega_p^2(q) + \omega_c^2, \quad (37)$$

где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота, а $\omega_p(q)$ определяется формулой (36). Основной особенностью плазмонов в системе с затвором является то, что дисперсионный закон $\omega_p(q)$ может значительно варьироваться путем изменения параметра qd . К примеру, в предельном случае $qd \gg 1$ частота плазмона зависит по обычному корневому закону от q , тогда как при $qd \ll 1$ плазменная дисперсия принимает акустический вид:

$$\omega_{AP}^2 = \frac{n_s e^2 d}{m^* \epsilon \epsilon_0} q^2. \quad (38)$$

Во всех перечисленных в главе 1 экспериментальных работах параметр qd не превышал 0.25, что приводит к сложной форме дисперсионного закона (36). В экспериментальной работе представленной в настоящей главе, используя образцы миллиметрового размера, было достигнуто рекордное значение параметра $qd \approx 0.02$. Таким образом, впервые было произведено измерение спектра 2Д-плазмонов в системе с очень сильным экранированием в режиме $qd \ll 1$.

4.2 Плазменные волны в двумерной электронной системе при полном экранировании задним/передним затвором

Эксперименты настоящего параграфа были выполнены на структуре с двумерным электронным слоем, представляющим собой 18 нм GaAs/AlGaAs квантовую яму, расположенную на расстоянии 135 нм от поверхности кристалла. Для контролируемого изменения плотности двумерных электронов в структуре предусматривался 600 нм n^+ -GaAs задний затвор (с концентрацией доноров $2.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), отделенный от ямы барьером толщиной $d = 765$ нм. Методами оптической литографии из структуры была изготовлена меза в форме холловского мостика шириной $W = 0.1$ мм. Расстояние между соседними подводными полосками потенциальных контактов равнялось 0.5 мм. При подаче различных напряжений на задний затвор электронная плотность изменялась в пределах от $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 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 $5.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. В экспериментах структура облучалась микроволновым излучением частотой 13 – 80 ГГц от серии ламп обратной волны. Микроволновое излучение подводилось к образцу по волноводу сечения $19.0 \times 9.5 \text{ мм}^2$ (WG 17). Волновод погружался в криостат со сверхпроводящим магнитом, находящемся в жидком гелии. Образец размещался на конце волновода в геометрии Фарадея. Измерения магнитосопротивления производились по стандартной транспортной методике синхронного детектирования при пропускании через образец тока амплитудой 100 – 1000 нА и частотой 13 Гц. Эксперименты проводились при температуре на образце 1.6 К.

Начальной целью экспериментов настоящего раздела было охарактеризовать магнитоплазменные волны, возбуждаемые в исследуемой структуре микроволновым излучением. Магнитоплазменные возбуждения изучались путем сравнения магнитосопротивления ρ_{xx} в геометрии мостика Холла в присутствии и без микроволнового облучения [103, 45]. Когда микроволновое излучение находится в резонансе с плазменной модой электронная система

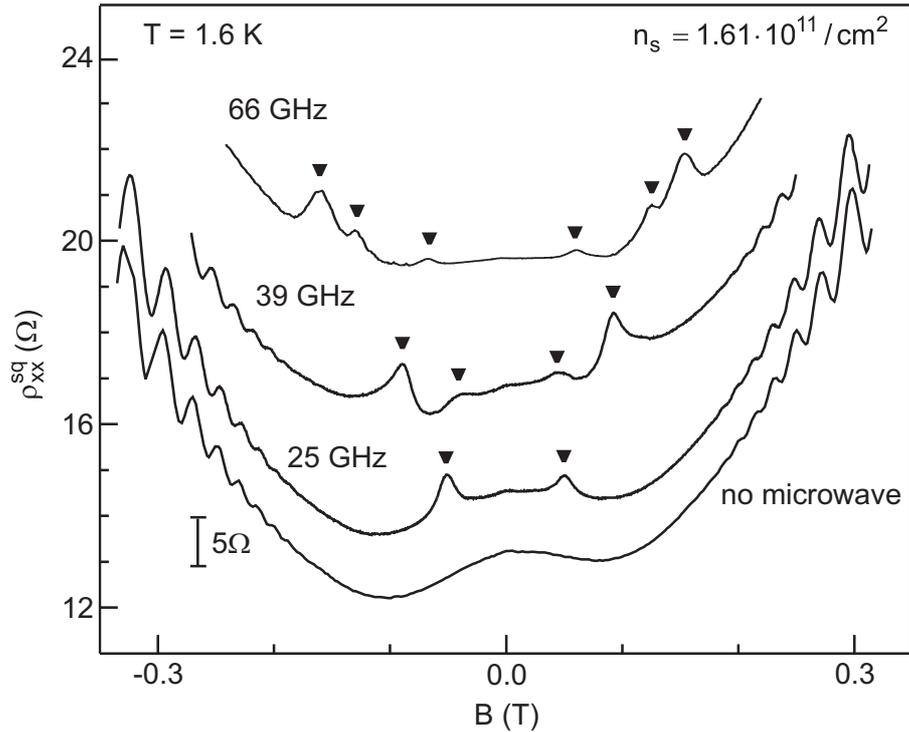


Рис. 34. Магнитосопротивление ρ_{xx} , измеренное на нескольких частотах микроволнового излучения 25, 39, 66 ГГц. Для сравнения также приведена кривая ρ_{xx} без излучения (нижняя кривая). Для удобства кривые сдвинуты в вертикальном направлении.

испытывает разогрев. Увеличение электронной температуры приводит к росту сопротивления образца, поскольку механизмы электронного рассеяния чувствительны к температуре [102]. На рисунке 34 показано магнитосопротивление ρ_{xx} , измеренное при трех частотах микроволнового излучения.

На частоте $f = 25$ ГГц два хорошо выраженных резонанса возникают вблизи $B = 51$ мТл при обеих ориентациях магнитного поля. Эти резонансы испытывают сдвиг в большие магнитные поля при увеличении частоты f , и вторая серия пиков появляется при частотах больших 35 ГГц. Например, при частоте $f = 39$ ГГц хорошо разрешимы два резонанса в магнитных полях 90 и 44 мТл. В дальнейшем будем показано, что наблюдаемые резонансы соответствуют возбуждению различных магнитоплазменных мод поперек мостика Холла.

Происхождение наблюдаемых резонансов проще всего понять, построив зависимость микроволновой частоты f от значений магнитного поля, при которых возникают резонансы. Такая зависимость $f(B)$ для электронной кон-

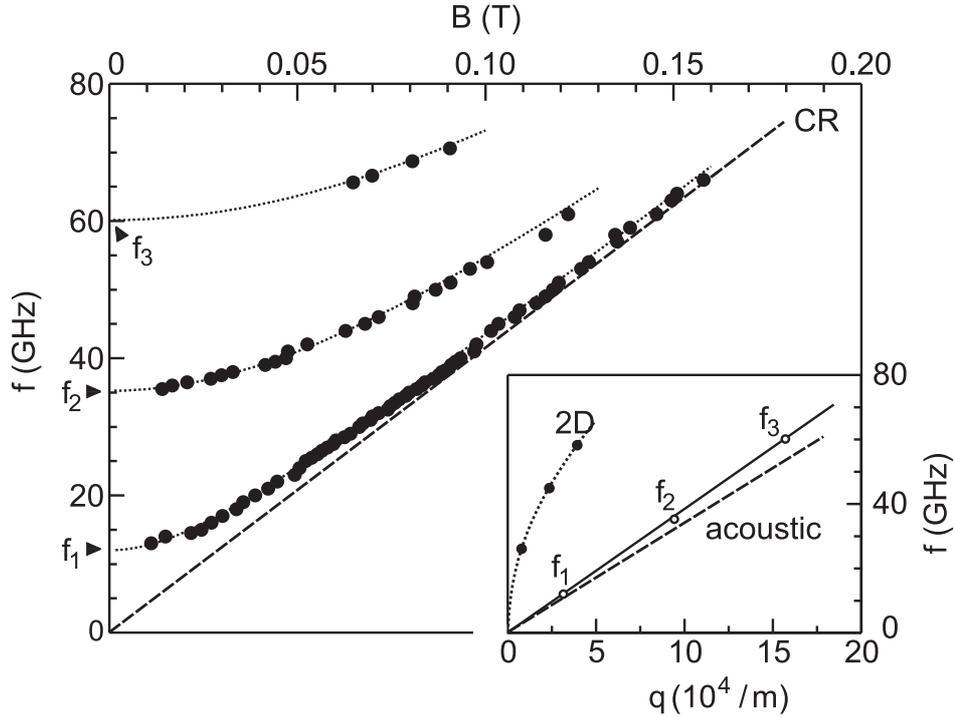


Рис. 35. Зависимость микроволновой частоты от магнитных полей, в которых произошло резонансное поглощение микроволнового излучения. Электронная концентрация равнялась $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Точечные кривые показывают теоретическую магнитодисперсию согласно формуле (37). Вставка иллюстрирует дисперсию плазменных волн в образце шириной 0.1 мм с задним затвором (сплошная линия) и образце шириной 0.4 мм без заднего затвора (штриховая линия).

центрации $1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ представлена на рисунке 35. Экспериментальные точки ложатся на три кривые. В пределе больших магнитных полей каждая из кривых асимптотически стремится к циклотронной линии. При подгонке теоретической магнитодисперсионной зависимости (37) к экспериментальным данным, магнитоплазменные моды экстраполируются при нулевом магнитном поле к следующим плазменным частотам: $f_1(0) = 12.0 \text{ ГГц}$, $f_2(0) = 35.3 \text{ ГГц}$, и $f_3(0) = 60.13 \text{ ГГц}$. Каждой из мод можно приписать определенный волновой вектор $q = N\pi/W$. В наших экспериментах $N = 1, 3, 5, \dots$, поскольку однородное микроволновое поле в дипольном приближении может возбуждать лишь моды с нечетными волновыми числами [49, 82]. Таким об-

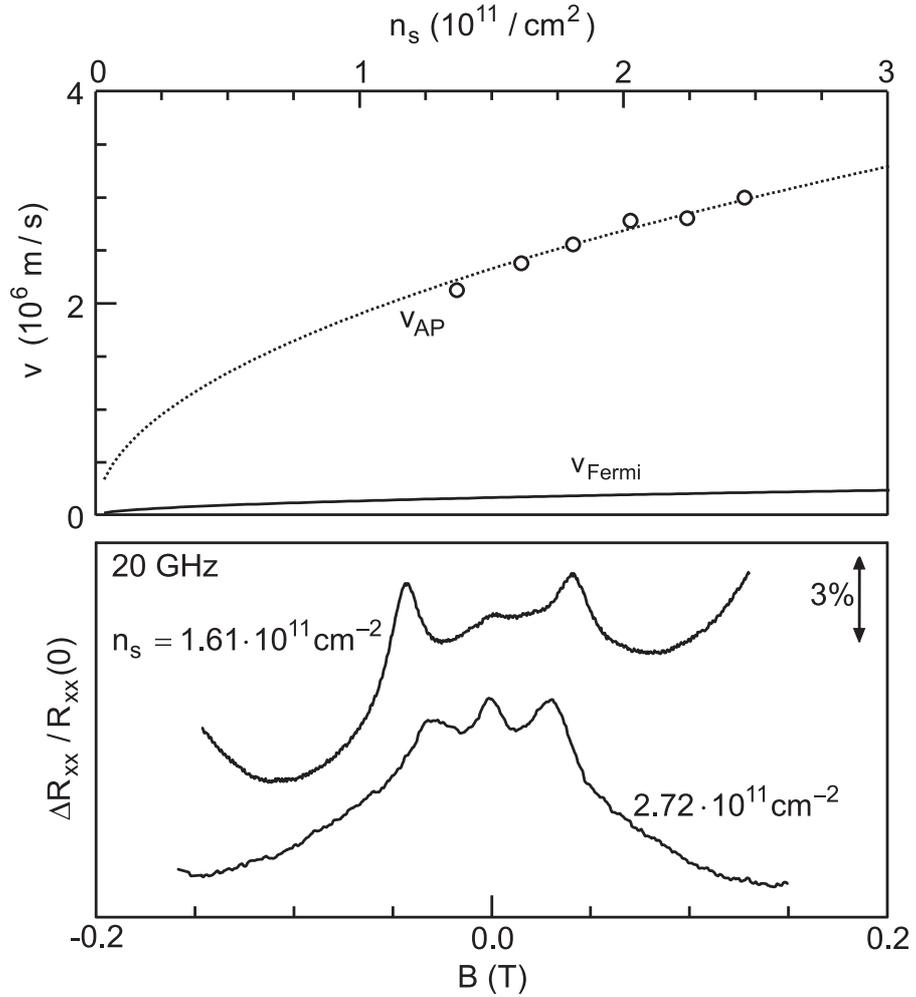


Рис. 36. Нижняя вставка: магнитосопротивление образца, измеренное при частоте микроволнового излучения 20 ГГц для двух значений электронной концентрации. Микроволновая мощность, подаваемая на вход волновода, равнялась примерно 1 мВт. Верхняя вставка: плазменная скорость для структуры с задним затвором и скорость Ферми, измеренные как функции электронной плотности. Точечная линия показывает теоретическую оценку, полученную согласно формуле (38).

разом, построив зависимость $f(0)$ как функцию q (вставка к рис. 35), мы приходим к линейному закону дисперсии плазменных волн в исследуемой структуре с задним затвором. Для сравнения, на той же вставке представлена дисперсия 2Д-плазмона, наблюдаемого в идентичной структуре, но без заднего затвора [45].

Видно, что дисперсия плазмона в структуре с затвором отличается значительно от обычной корневой зависимости. Качественно это можно понять следующим образом. Проводящий затвор частично экранирует электрическое

поле распространяющейся плазменной волны. Эффект экранировки эквивалентен помещению одинакового по модулю, но противоположного по знаку заряда "изображения" на расстоянии $2d$ от двумерной электронной системы. В результате получаем эквивалентную антифазную двухслойную волну зарядовой плотности, напоминающую акустический плазмон и обладающую линейной дисперсией в пределе $qd \ll 1$ [28]. Подставляя в формулу (38) экспериментальные параметры исследуемой системы $n_s = 1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m^* = 0.067m_0$, $d = 765 \text{ нм}$, и $\varepsilon = 12.8$ находим теоретический дисперсионный закон, проиллюстрированный на вставке к рисунку 35 штриховой линией. Теория отлично согласуется с экспериментом. Небольшое отличие теории от эксперимента можно приписать неидеальным проводящим свойствам n^+ -GaAs затвора и неаккуратному описанию диэлектрического окружения электронной системы.

Путем подачи различных напряжений на задний затвор электронную концентрацию можно было изменять в широких пределах $(1.3-2.8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На нижней вставке рисунка 36 показано, что с увеличением концентрации магнитоплазменные резонансы сдвигаются в меньшие магнитные поля. Для получения частоты фундаментальной моды $f_1(0)$ при каждом из значений электронной плотности была проведена экстраполяция процедура по формуле (38). Зная частоту $f_1(0)$ можно легко определить скорость плазменной волны $v_{\text{ДР}} = f_1(0)/q_1$, где $q_1 = \pi/W$ — волновой вектор фундаментальной моды. Полученная таким образом зависимость плазменной скорости $v_{\text{ДР}}$ от электронной концентрации изображена на верхней вставке рисунка 36. Точечной линией показана теоретическая корневая зависимость согласно формуле (38). Также на рисунке 36 показана скорость Ферми v_F исследуемой электронной системы. Несмотря на то, что добавление заднего затвора значительно замедляет плазмоны, их скорость $v_{\text{ДР}}$ по-прежнему удовлетворяет условию $v_{\text{ДР}} \gg v_F$. Таким образом, затухание Ландау [136] оказывает слабое влияние на диссипацию акустических плазменных волн. Затухание Ландау становится значимым только при расстоянии между ДЭС и затвором менее 10 нм.

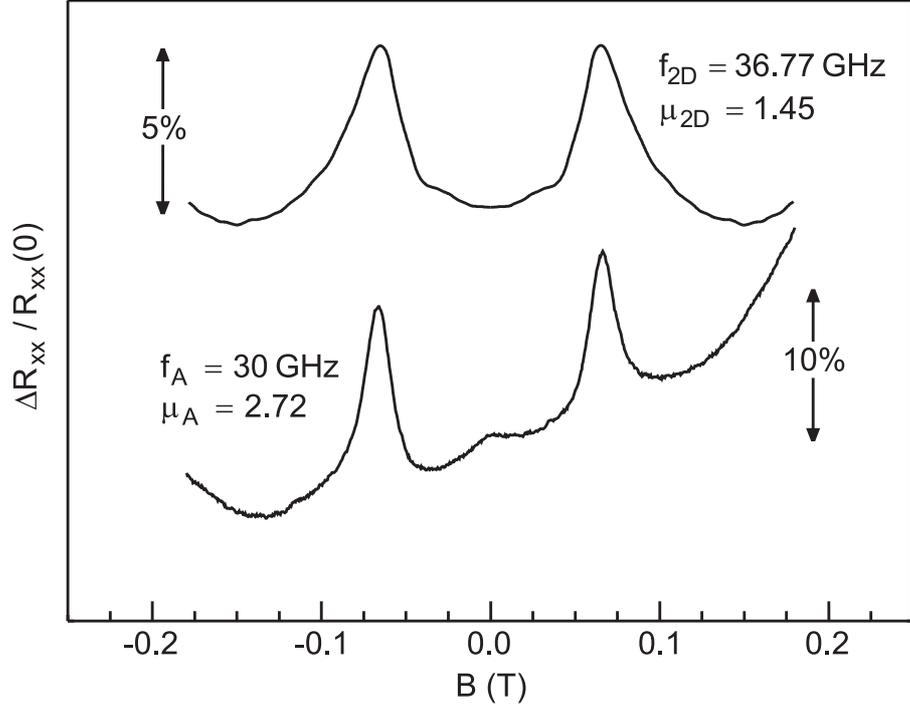


Рис. 37. Кривые магнитосопротивления R_{xx} , измеренные при микроволновом облучении образца с задним затвором (ширина мостика Холла составляет 0.1 мм) и образца без затворов (ширина мостика равняется 0.4 мм). Электронная плотность для обоих образцов равнялась $n_s = 1.61 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Верхняя кривая соответствует сигналу, измеренному на образце без затвора, тогда как нижняя кривая соответствует образцу с задним затвором. На рисунке также приведены частота микроволнового излучения и электронная подвижность для каждого из образцов (в единицах $10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$).

На рисунке 37 приведено сравнение магнитосопротивлений для образцов с и без заднего затвора для идентичных электронных плотностей. Исходя из данных рисунка, можно определить отношение ширины плазмонных резонансов. Ширина резонанса по частоте Δf может быть получена из ширины резонансного контура по магнитному полю ΔB и тангенса угла наклона магнитодисперсии (рис. 35) в магнитном поле резонанса ($\partial f / \partial B$). Связь Δf и ΔB можно найти из соотношения $\Delta f = (\partial f / \partial B) \Delta B$. Частоты плазменных возбуждений практически совпадают с циклотронной линией для обоих образцов для микроволновых частот выше 30 ГГц. Таким образом, для выбранной частоты излучения отношение ширины резонансных контуров по магнитному полю $\Delta B_{\text{ungated}} / \Delta B_{\text{backgated}}$ примерно равняется отношению их ширины по частоте $\Delta f_{\text{ungated}} / \Delta f_{\text{backgated}}$. Согласно рисунку 37 это отношение равня-

ется 2.1. Это число примерно совпадает с отношением времен электронной импульсной релаксации $\tau_{\text{ungated}}/\tau_{\text{backgated}} \approx 1.9$. Это подтверждает тот факт, что время жизни плазменного возбуждения в структурах с задним затвором определяется одночастичным рассеянием и не зависит от свойств затвора.

В заключение, в настоящем разделе диссертации было исследовано резонансное поглощение микроволнового излучения образцами в форме мостиков Холла, представляющими собой двумерную электронную систему с задним затвором. Используя транспортную методику была измерена магнитодисперсия нескольких плазменных мод, возбуждаемых микроволновым излучением в образце. Установлено, что исследуемые плазменные моды обладают линейной дисперсией, что радикально отличает их от аналогичных мод в системе без заднего затвора. Результаты выполненных исследований показали принципиальную возможность управлять законом дисперсии плазмонов с помощью изменения электронной плотности системы.

4.3 Интерференция плазменных возбуждений в нулевом магнитном поле

В недавних работах [7] было проведено исследование интереснейшего явления — интерференции краевых магнитоплазменных волн. В этих экспериментах при фиксированной частоте микроволнового излучения производился разворот магнитного поля, что приводило к контролируемому изменению скорости плазменного возбуждения. В результате изменения скорости плазменного возбуждения в измеряемом сигнале фотонапряжения/фотосопротивления наблюдалась периодическая последовательность интерференционных максимумов. Оказалось, что этот эффект может быть использован для создания компактного полупроводникового детектора/спектрометра миллиметрового и субмиллиметрового излучения [15, 125]. В структурах с задним затвором скорость плазмонов контролируется регулируется путем изменения электронной плотности. Это используется в экспериментах настоящего параграфа для изучения интерференции экранированных плазменных волн в **нулевом**

магнитном поле. Изучение интерференционных эффектов в нулевом магнитном поле является важной научной задачей. Это объясняется тем, что в присутствии магнитного поля пространственное распределение потенциала плазмона имеет очень сложный характер, что часто затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Фурье-анализ измеряемого сигнала фотонапряжения несет исчерпывающую информацию о спектре облучающего образец излучения. Таким образом, исследуемый образец может быть с успехом использован в качестве не требующего магнитного поля "спектрометра-на-чипе" для излучения миллиметрового/субмиллиметрового диапазона длин волн.

В экспериментах использовалась структура с задним затвором детально описанная в разделе 4.2. При подаче различных напряжений на задний затвор электронная плотность изменялась в пределах от $0.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ 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 $5.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Схематичное изображение топологии исследуемого образца представлено на рисунке 38. Образец состоял из центральной прямоугольной части шириной 100 мкм, покрытой металлическим верхним затвором. С двух сторон центральная часть оканчивалась омическими контактами (на рисунке обозначенными S и D). От центральной части отходили полоски длиной $l = 400$ мкм и шириной 50 мкм. Эти полоски также оканчивались контактами. Синусоидальное напряжение амплитудой 0.1 В прикладывалось к верхнему затвору, чтобы промодулировать фото-ЭДС, индуцируемое микроволновым излучением фиксированной частоты. Сигнал фотонапряжения снимался на частоте модуляции при помощи синхронного детектора (lock-in amplifier). Типичные зависимости фотонапряжения, измеренные как функции электронной концентрации для трех различных значений микроволновой частоты изображены на рисунке 38. Сигнал фотонапряжения измерялся между контактом одной из полосок (обозначенным как 1) и заземленным контактом стока (обозначенным как D), расположенным на конце центральной прямоугольной части образца. Для удобства графики фотонапряжения сдвинуты в вертикальном направлении, стрелками указан уровень сигнала без микроволно-

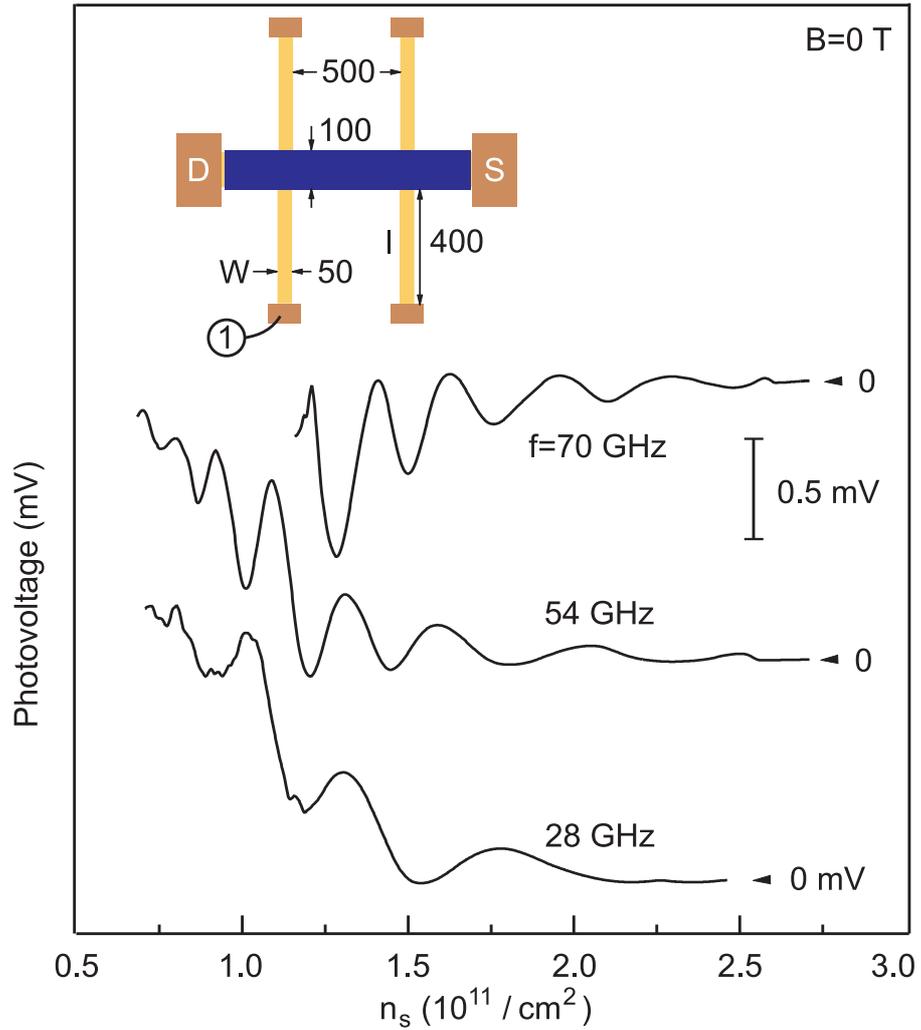


Рис. 38. Сигнал фотонапряжения как функция электронной плотности, измеренный для трех частотах микроволнового излучения 28, 54 и 70 ГГц. Стрелки показывают уровень сигнала без излучения. Для наглядности графики сдвинуты по вертикали. Все кривые измерены при $B = 0$ Тл. Вставка схематически демонстрирует геометрические размеры и топологию исследуемого образца. Все размеры указаны в микрометрах.

вого излучения. На каждой из частот сигнал имеет осцилляторную форму, где максимумы являются результатом конструктивной интерференции плазменных волн с волновыми векторами $q = N\pi/l$ между контактом полоски и затвором. Обедненная область ДЭС под затвором представляла собой нелинейный дефект для плазмонов, приводя к выпрямлению высокочастотного поля плазменной волны [16].

Физическая картина интерференции экранированных плазменных волн будет подтверждена в дальнейшем более детальным исследованием частот-

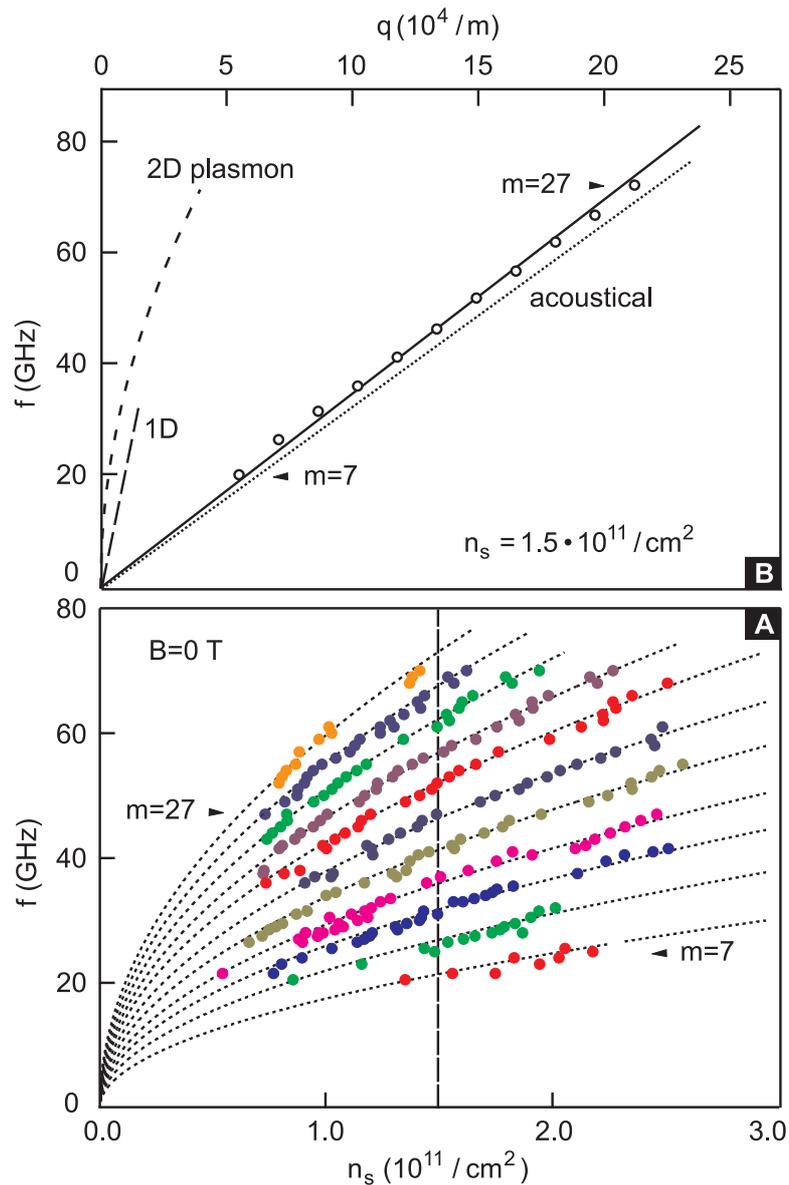


Рис. 39. (а) Зависимость значений электронной плотности в максимумах фото-ЭДС от частоты облучающего микроволнового излучения. Различные цвета соответствуют плазмонным модам с разными волновыми векторами $q = N\pi/l$. Экспериментально были обнаружены моды с волновыми числами от $N = 7$ до $N = 27$. (б) Дисперсия плазменного возбуждения при фиксированной электронной концентрации $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дисперсия была получена по точкам пересечения вертикальной штриховой линии с одиннадцатью подгонными кривыми на нижней вставке (открытые кружки). Точечная линия показывает теоретическое предсказание согласно формуле (38). Для сравнения на том же рисунке приведены, подсчитанные для тех же параметров образца дисперсии 1Д (длинная штриховка) и 2Д-плазмонов (короткая штриховка) для структуры с аналогичными параметрами без заднего затвора.

ной зависимости наблюдаемых осцилляций. На рисунке 39(а) приведен график, где для каждой из частот микроволнового излучения точками указаны значения для концентраций в максимумах фото-ЭДС. Экспериментальные точки ложатся на одиннадцать кривых, которые согласно формуле (38) описываются корневой зависимостью $f(n_s)$. Каждая из кривых соответствует моде с определенным волновым вектором $q = N\pi/l$ ($N = 1, 3, 5 \dots$) вдоль полоски ДЭГ между контактом и затвором. Дисперсионный закон плазменных волн можно найти если сделать разрез через кривые рисунка 39(а) при определенном значении электронной плотности. Тогда точки пересечения вертикальной линии с корневыми кривыми различных мод с $q = N\pi/l$ зададут частоты для каждого из q . Пример плазменной дисперсии для концентрации $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ изображен на рисунке 39(б). Плазменная дисперсия имеет линейный вид в согласии с исследованиями проведенными по методике транспортного детектирования резонансного микроволнового поглощения (раздел 4.2). Точечная линия на рисунке 39(б) иллюстрирует теоретически предсказываемую зависимость (38). Следует заметить, что в полосках ДЭС без заднего затвора плазменные возбуждения также могут обладать линейной дисперсией при условии, что $qw \ll 1$, где w — ширина полоски [58]. Такие возбуждения получили название одномерный плазмон (1Д-плазмон). На рисунке 39(б) штриховой линией показана дисперсия 1Д-плазмона, рассчитанная для полоски с такими же геометрическими размерами как и в наших экспериментах, но без заднего затвора при $n_s = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Разница между дисперсиями экранированного и 1Д-плазмонов разительна, что ясно свидетельствует о том, что задний затвор играет первостепенную роль в появлении линейной дисперсии в наших экспериментах.

Осцилляции фотонапряжения на рисунке 38 испытывают изменение с частотой облучающего излучения. Таким образом, при понимании частотного поведения осцилляций наш образец можно использовать как "спектрометр-на-чипе". На рисунке 40 приведена зависимость значений $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах фотонапряжения от соответствующих волновых чисел. Минимумы фотонапряжения также указаны на рисунке, но им приписаны четные значения

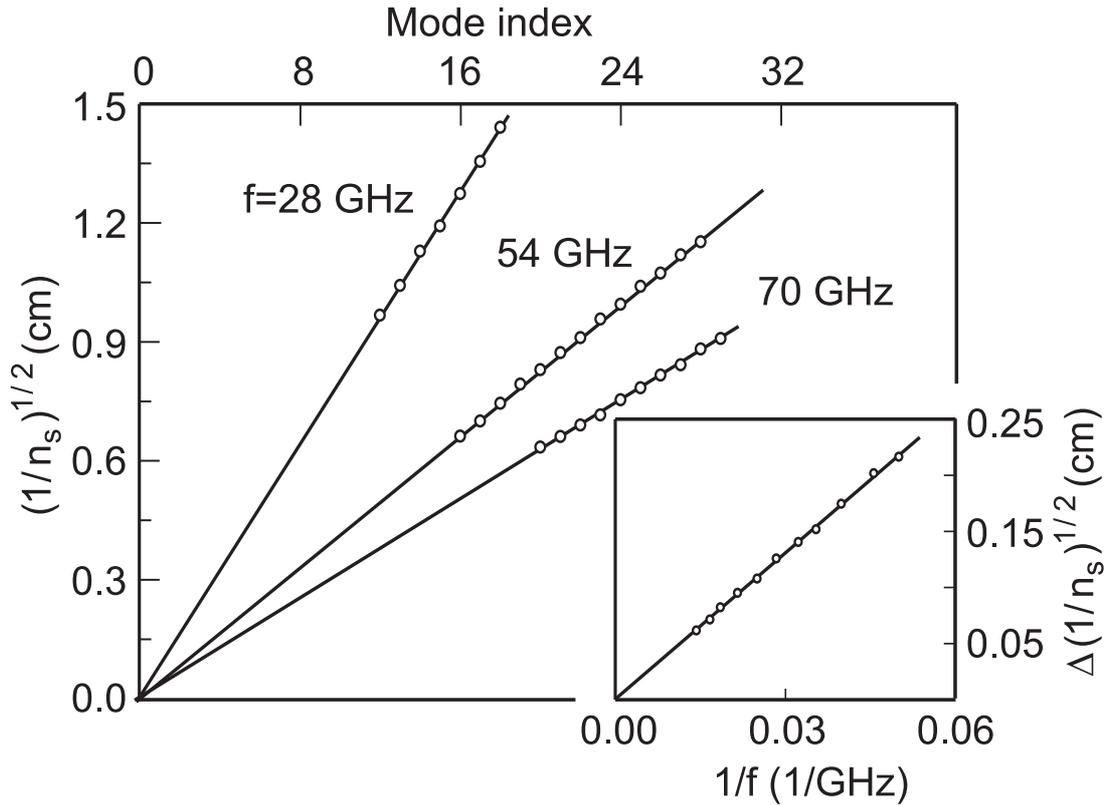


Рис. 40. График зависимости значений $1/\sqrt{n_s}$ в максимумах фотонапряжения от номера мод для трех частот микроволнового излучения. На вставке показан период $\Delta(1/\sqrt{n_s})$ как функция обратной величины частоты излучения.

волновых чисел. При представлении данных в таком виде видно, что экстремумы расположены эквидистантно с периодом $\Delta(1/\sqrt{n_s})$ пропорциональным обратной величине частоты f микроволнового излучения (вставка к рис. 40). Такое поведение легко объясняется на основании формулы (38). Таким образом, Фурье преобразование осцилляций фотонапряжения в шкале $1/\sqrt{n_s}$ позволяет сразу же узнать частоту миллиметрового/субмиллиметрового излучения, облучающего образец.

При приложении внешнего магнитного поля перпендикулярного плоскости ДЭС формула (38) больше не описывает дисперсию плазменных возбуждений. Таким образом, следует ожидать изменений в осцилляциях фотонапряжения. Рисунок 41 демонстрирует осцилляции фото-ЭДС при развороте электронной плотности при фиксированном магнитном поле. В магнитных полях более $B = 0.5$ Тл осцилляции перестают быть эквидистантными в

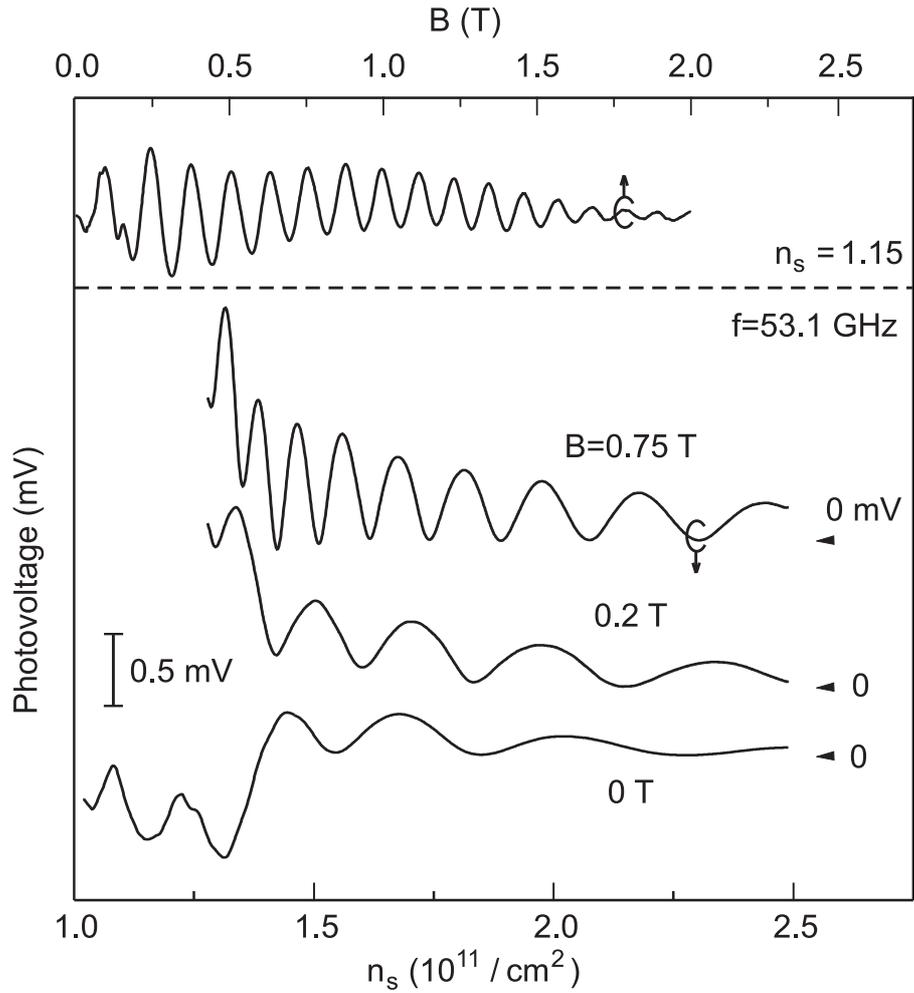


Рис. 41. Нижняя вставка: Осцилляции фотонапряжения, измеренные при развороте электронной плотности в фиксированном магнитном поле и микроволновой частоте 53.1 ГГц. Верхняя вставка показывает сигнал при развороте магнитного поля при фиксированных электронной плотности и частоте излучения. Фото-ЭДС демонстрирует B -периодические осцилляции.

$1/\sqrt{n_s}$ масштабе, а становятся периодическими в $1/n_s$ шкале. Этот переход может быть объяснен изменениями в плазмонной дисперсии. В магнитном поле вдоль края двумерной электронной системы распространяется особый тип плазменных возбуждений — краевой магнитоплазмон (КМП). Направление его распространения задается ориентацией внешнего магнитного поля. Дисперсия КМП была подсчитана в конце 80-х годов для ДЭС с резким краем [6]. В случае структуры с задним затвором она принимает вид

$$\omega = \frac{\sigma_{xy}}{2\varepsilon_0\varepsilon^*} \sqrt{\frac{d}{l^*}}. \quad (39)$$

Здесь ε^* — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС среды, которую мы оцениваем как среднее между проницаемостями вакуума и GaAs ($\varepsilon = (12.8+1)/2$), l^* — ширина полоски вдоль края ДЭС, внутри которой происходят колебания зарядовой плотности волны. Обычно l^* принимает значения порядка микрона. Холловская проводимость пропорциональна $\sigma_{xy} \propto n_s/B$. Периодичность осцилляций фото-ЭДС в шкале $1/n_s$ является следствием интерференции краевых магнитоплазменных волн с $q = N\pi/l$ между омическим контактом полоски и верхним затвором. Интересным также является поведение сигнала фото-ЭДС при развороте магнитного поля при фиксированных частоте микроволнового излучения и электронной плотности. Пример такой зависимости показан в верхней части рисунка 41. Сигнал фотонапряжения демонстрирует периодические по магнитному полю осцилляции. Период которых зависит линейно от электронной плотности и обратно пропорционален частоте излучения. Аналогичное В-периодическое поведение осцилляций было получено на структурах без затворов [7]. Эти зависимости являются еще одним доказательством нашей интерпретации, поскольку их можно легко получить из формулы (39). К примеру, на частоте облучающего излучения $f = 53.1$ ГГц мы нашли, что переход от $1/\sqrt{n_s}$ к $1/n_s$ осцилляциям происходит вблизи поля 0.5 Тл. После этого поля плазменное возбуждение значительно "прижато" к краю ДЭС и хорошо описывается формулой (39).

В заключение, в настоящем разделе диссертации представлены результаты исследований индуцированных микроволновым излучением осцилляций фотонапряжения при развороте электронной плотности. Установлено, что осцилляции являются проявлением интерференции экранированных плазменных возбуждений в **нулевом магнитном поле**. Определено, что в нулевом магнитном поле осцилляции являются периодическими в единицах $1/\sqrt{n_s}$. Таким образом, Фурье-преобразование исследуемого сигнала фотонапряжения дает исчерпывающую информацию о спектре облучающего излучения. Продемонстрировано, что исследуемый образец может быть с успехом использован в качестве "спектрометра-на-чипе" для излучения миллиметрового

го/субмиллиметрового диапазона длин волн. В отличие от недавно предложенных схем детекторов/спектрометров [15, 125], для работы которых необходимо наличие магнитного поля, предлагаемый "спектрометр-на-чипе" требует лишь источника напряжения для разворота электронной плотности.

5 Поляритонные эффекты для плазменных возбуждений в двумерных электронных системах

5.1 Введение

В первых экспериментах по исследованию плазменных возбуждений в ДЭС применялась методика ИК спектроскопии (Глава 1). Волновой вектор плазмонов (с типичной величиной 10^4 см^{-1}) в этих экспериментах задавался периодом металлической решетки, которая обеспечивала эффективное взаимодействие между плазменными возбуждениями и электромагнитным полем. Спектр плазмонов, описываемый формулой

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon(q)} q, \quad (40)$$

был получен в квази-электростатическом приближении. Влияние электродинамических эффектов на спектр плазменных колебаний было теоретически исследовано в работе Стерна [4], а также в последующих публикациях [94, 95, 96, 49]. Эффекты 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 на таких низких частотах до недавнего времени было невозможно, поскольку из-за плохого качества структур ширина линии плазменного резонанса составляла около 100 ГГц. В последние несколько десятков лет качество образцов значительно улучшилось — подвижность электронов выросла на несколько порядков, а ширина линии плазменного резонанса уменьшилась до 2 – 10 ГГц. Все это позволяет исследовать плазменный резонанс на низких частотах и при малых квазиимпульсах и открывает возможности для исследования эффектов запаздывания. Теория [95] предсказывает, что в системе двумерных электронов с большой подвижностью должны существовать слабо затухающие гибридные плазмон-поляритонные моды (смешанные состояния

плазмонов со светом). Первые успешные попытки изучить эффекты запаздывания [44] показали, что в нулевом магнитном поле из-за гибридизации наблюдается значительное уменьшение резонансной плазменной частоты. В перпендикулярном магнитном поле была обнаружена необычная зависимость частоты гибридной циклотрон-плазмонной моды от магнитного поля. Все первые эксперименты были проведены оптической методикой на электронных дисках различного диаметра. Более детальные исследования эффектов запаздывания, выполненные транспортной и оптической методиками, для полосок двумерных электронов различных размеров приведены в первом разделе настоящей главы. 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. 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. Во втором разделе главы исследуется 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.

5.2 Исследование поляритонных эффектов в полосках двумерных электронов

Недавние экспериментальные исследования микроволнового поглощения макроскопическими дисками с диаметром порядка 1 мм пролили новый свет на природу коллективных возбуждений ДЭС [44]. Диски с диаметрами до 0.1 – 0.2 мм демонстрируют спектр коллективных возбуждений характерный для микроскопических дисков и точек [5]. В обоих случаях спектр поглощения состоит из двух узких резонансов, соответствующих объемной и краевой магнитоплазменным модам. Однако, в дисках с большим размером обе моды испытывают значительное изменение. Плазменная частота в нулевом магнитном поле ощутимо уменьшается. Более того, магнитополевая зависимость частоты обеих мод становится значительно более слабой. Объемная магнитоплазменная мода даже пересекает линию циклотронного резонанса при определенных значениях магнитного поля. При более высоких частотах появляются дополнительные резонансы микроволнового поглощения с соизмеримой и даже большей амплитудой. Эти необычные свойства магнитоплазменных возбуждений ДЭС объясняются эффектами запаздывания. 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. Для изучения эффектов запаздывания в такой более сложной геометрии в настоящем разделе диссертации исследуются коллективные возбуждения в полосках двумерных электронов. Исследования проводились двумя методиками: транспортной и оптической. Обе методики дали идентичные результаты.

Измерения транспортной методикой проводились на обыкновенной GaAs/AlGaAs одиночной квантовой яме шириной 30 нм. Из мезы методами фотолитографии изготавливались мостики Холла с шириной 0.4 мм и полной длиной 2.6 мм. Расстояние между ближайшими потенциальными контактами составляло 0.5 мм. Электронная плотность и подвижность в структуре

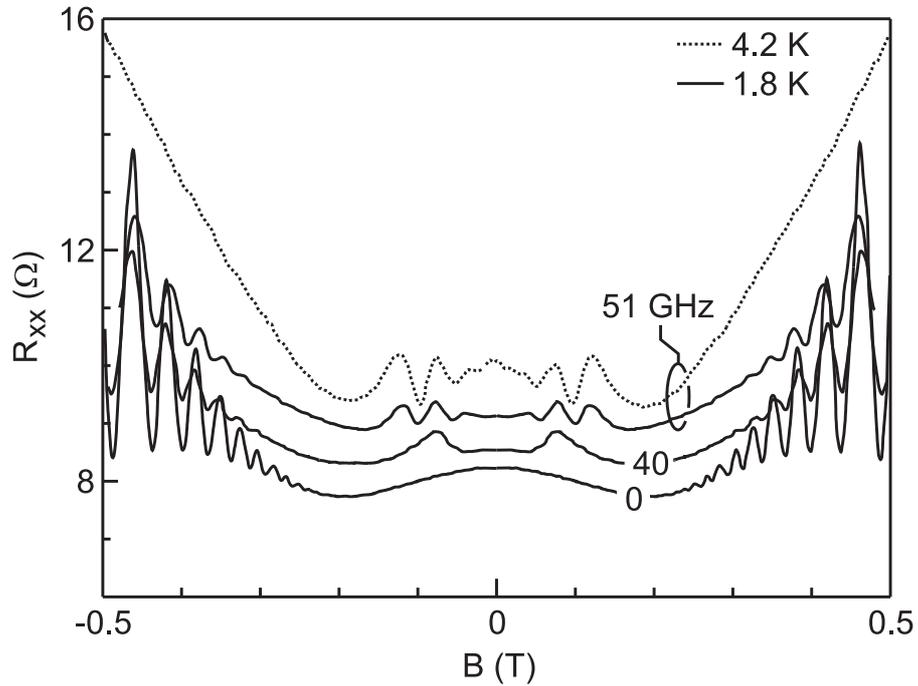


Рис. 42. Магнитосопротивление R_{xx} , измеренное при частоте микроволнового излучения 40 и 51 ГГц. Сплошные кривые измерены при температуре 1.8 К, пунктирная кривая — при температуре 4.2 К. Для наглядности на том же рисунке приведена зависимость R_{xx} , измеренная без излучения (нижняя кривая). Все кривые для удобства сдвинуты в вертикальном направлении. Мощность микроволнового излучения на входе волновода составляла 1 мВт, электронная плотность в структуре равнялась $2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

составляли $n_s = (1.5 - 2.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $(1.2 - 3.9) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$, соответственно. Электронная плотность в образце менялась путем кратковременной подсветки. Транспортные измерения проводились по стандартной синхронной методике при частоте модуляции 13 Гц, при пропускании через мостик переменного тока амплитудой 100 – 1000 нА. Измерения магнитосопротивления проводились при непрерывном облучении образца микроволновым излучением в частотном диапазоне 20 – 80 ГГц. Остальные детали экспериментальной установки более детально описаны в Главе 2. Некоторые оптические эксперименты проводились на том же образце, однако, в большинстве экспериментов использовались прямоугольные полоски с отношением ширина:длина равным

1 : 20, 1 : 15, 1 : 10, 1 : 5 или 1 : 3. Ширина полосок изменялась в диапазоне от 0.05 до 3 мм. Для этих полосок электронная плотность и подвижность составляли $n_s = (0.1 - 6.6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $(0.4 - 6.0) \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Магнитоплазменные возбуждения детектировались оптически по интегральному изменению в спектре люминесценции в присутствии и без микроволнового излучения [44]. Более обширно оптическая методика описана в Главе 2.

На рисунке 42 показано влияние микроволнового излучения на магнитосопротивление мостика Холла для двух микроволновых частот 40 и 51 ГГц. Для наглядности на том же рисунке приведена транспортная кривая, измеренная без излучения. Для обеих ориентаций магнитного поля вблизи $B = 75 \text{ мТл}$ при частоте 40 ГГц хорошо различим резонанс в магнитосопротивлении. Увеличение магнитосопротивления в резонансе превосходит 5 %. При увеличении микроволновой частоты f резонанс смещается в большие магнитные поля. Когда f превышает 45 ГГц появляется второй пик. Например, на кривой магнитосопротивления для 51 ГГц наблюдаются два резонанса в магнитных полях 72 и 125 мТл. Амплитуда наблюдаемых резонансов остается неизменной при увеличении температуры от 1.8 до 4.2 К. Дополнительные кривые магнитосопротивления, снятые для микроволновых частот в диапазоне от 30 до 75 ГГц показаны на рисунке 43. Для самых больших частот микроволнового излучения различимы до трех резонансов. Как будет показано ниже, наблюдаемые пики соответствуют различным поперечным магнитоплазменным модам. Заметим, что подвижность изучаемых образцов вполне достаточна для наблюдения недавно открытых индуцированных микроволновым излучением состояний нулевого сопротивления и $1/B$ - периодических осцилляций магнитосопротивления [137, 138].

Для идентификации наблюдаемых мод на рисунке 44 собраны более детальные данные магнитополевого положения резонансов от частоты микроволнового излучения f (пустые кружки). Эти результаты были получены на образце с электронной концентрацией $2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и шириной $W = 0.4 \text{ мм}$. Экспериментальные точки ложатся на три линии. В пределе больших магнитных полей эти три моды асимптотически приближаются к циклотронной

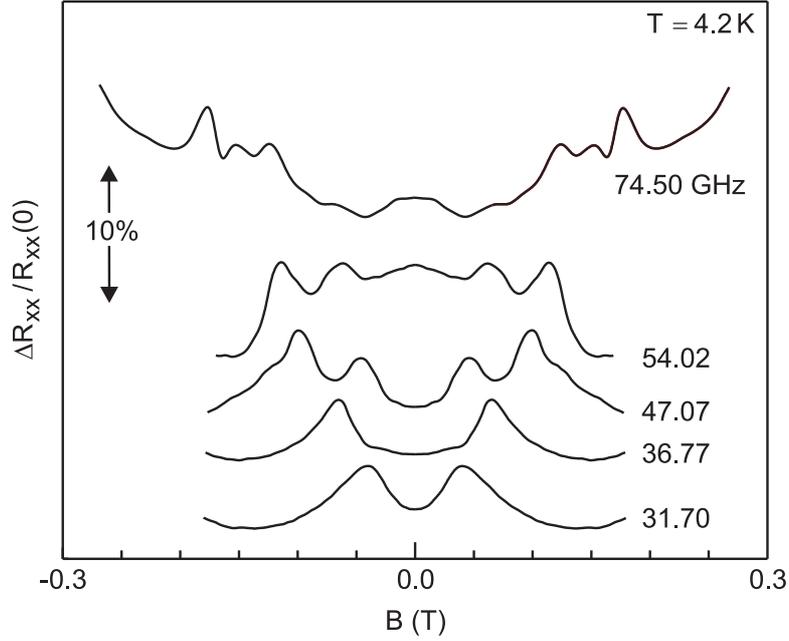


Рис. 43. Эволюция максимумов в магнитосопротивлений с частотой возбуждающего СВЧ-излучения. Диапазон изменения микроволновых частот составлял от 30 до 75 ГГц. Мощность микроволнового излучения на входе волновода равнялась 1 мВт, электронная плотность в структуре равнялась $2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

частоте. При описании экспериментальных данных теоретическим выражением $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$, моды экстраполируются к следующим плазменным частотам в пределе нулевого магнитного поля: $f_1(0) = 26.1$ ГГц, $f_2(0) = 44.9$ ГГц и $f_3(0) = 58.2$ ГГц. При этом отношения этих частот составляют $f_2(0)/f_1(0) = 1.72$ и $f_3(0)/f_1(0) = 2.23$, что очень близко к $\sqrt{3}$ и $\sqrt{5}$, соответственно. Таким образом, наблюдаемые резонансы можно приписать к стоячим объемным плазменным осцилляциям поперек мостика Холла. Волновые векторы стоячих волн задаются выражением $q = N\pi/W$, где $N = 1, 3, 5 \dots$. Действительно, в дипольном приближении однородное электромагнитное излучение может возбудить лишь моды с нечетными номерами [49]. Следует заметить, что экспериментально полученные значения плазменных частот значительно меньше теоретических предсказаний (согласно формуле (40)). Например, теоретическое предсказание для $f_1(0)$ составляет 38 ГГц, вместо измеренного значения 26.1 ГГц. Как будет показано ниже, установленное несогласие является проявлением эффектов запаздывания [44]. Поляритонные эффекты

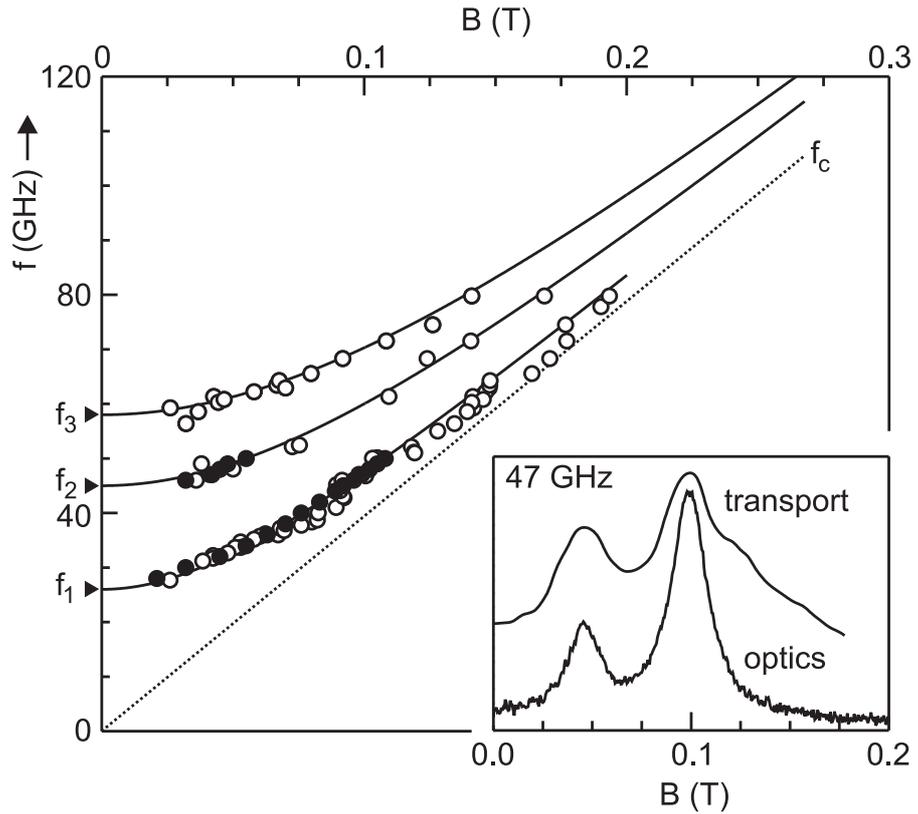


Рис. 44. Магнитополевое положение резонансов микроволнового поглощения в зависимости от частоты f . Данные, обозначенные незакрашенными кружками получены из транспортных измерений, закрашенными кружками — из оптических измерений. Мощность микроволнового излучения на входе волноводного тракта составляла 1 мВт, электронная плотность в структуре $n_s = 2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, ширина мостика Холла равнялась 0.4 мм. Штриховая 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 при температуре 4.2 К.

становятся существенными для двумерных электронных систем с большими плотностями и латеральными размерами. Значение циклотронной массы, определенное из наклона асимптотики первой магнитоплазменной моды составляет $0.071m_0$. Эта величина значительно превосходит табулированное значение эффективной массы электронов для GaAs — $0.067m_0$. Данное расхождение также объясняется эффектами гибридизации (запаздывания). Для более широких образцов с большей электронной плотностью, следуя такой же процедуре, получают значения эффективной массы около $0.1m_0$. Таким об-

разом, исключается возможность объяснения увеличения эффективной массы за счет эффектов зонной непараболичности. На вставке к рисунку 44 представлено сравнение кривых микроволнового поглощения, полученных транспортной и оптической методиками. Положение и ширина резонансов, измеренных обеими методиками, практически совпадают. Резонансы, измеренные оптической методикой, обозначены закрашенными точками на рисунке 44. Очевидно, что результаты оптических измерений полностью совпадают с данными транспортных экспериментов. Это обстоятельство свидетельствует о том, что магнитоплазменные резонансы, измеренные транспортной методикой, имеют объемную природу.

Выражение для плазменной дисперсии (формула (40)) было получено в квази-электростатическом приближении [4]. При малых волновых векторах электродинамическими эффектами (эффектами запаздывания) пренебрегать уже нельзя, поскольку фазовая скорость плазмонов может сравняться со скоростью света. В предыдущих работах на образцах в форме дисков было показано, что из-за эффектов запаздывания плазменная частота в нулевом магнитном поле сильно понижается. Это объясняется гибридизацией между плазменной и световой модами. Для диска радиусом R степень гибридизации можно определить безразмерным параметром $A = \omega_p \varepsilon^{1/2} R / c$. Этот параметр равен отношению плазменной частоты к частоте света при волновом векторе $q = 1/R$, задаваемом латеральным размером ДЭС. Параметр запаздывания A растет с увеличением электронной плотности n_s и размера R согласно соотношению $A \propto \sqrt{n_s R}$, и может, в принципе, быть больше единицы. Эффекты гибридизации также сильно изменяют магнитополевое поведение резонансной частоты плазмона. Например, магнитоплазменная мода может пересекать линию циклотронного резонанса в определенном магнитном поле. При малых значениях параметра запаздывания ($A < 0.2$) эти изменения в магнитополевом поведении резонансной частоты похожи на увеличение циклотронной массы электронов. Данные на рисунке 44 являются примером проявлений эффектов запаздывания для прямоугольной геометрии мостика Холла. Поведение мод в пределе больших магнитных полей хорошо описывается вы-

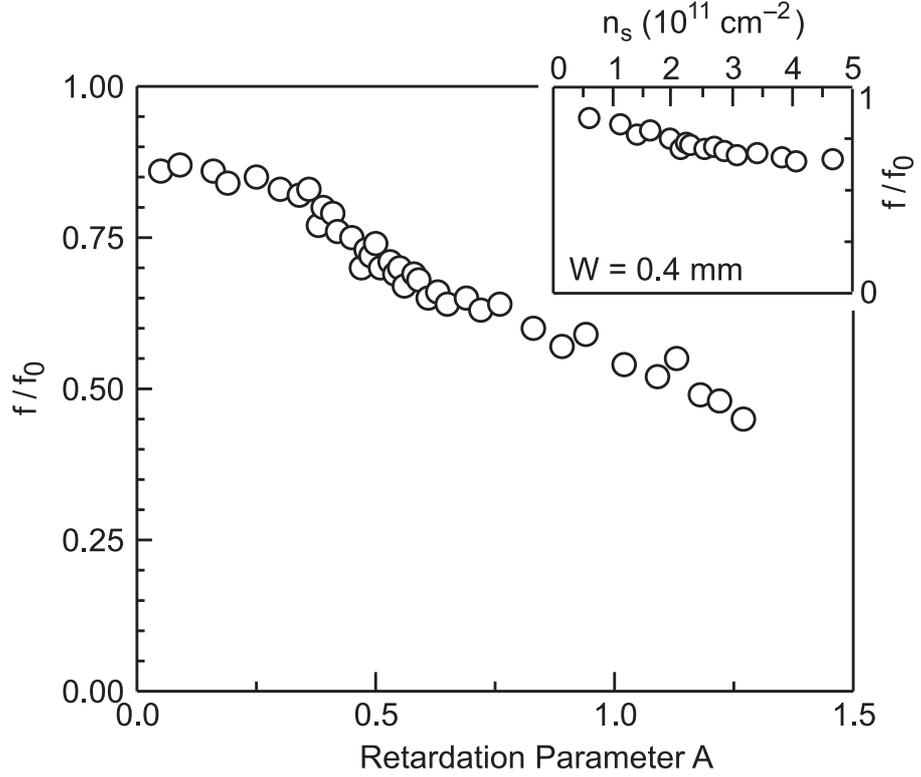


Рис. 45. Резонансная плазменная частота f нижней моды, измеренная в нулевом магнитном поле как функция параметра запаздывания A . Частота нижней моды нормирована на частоту f_0 , вычисленную согласно формуле (40). На вставке показана зависимость f/f_0 от электронной плотности n_s , полученная для полоски с фиксированной шириной $W = 0.4$ мм.

ражением $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ в предположении, что эффективная масса электронов составляет $0.071m_0$. При больших значениях A ($A > 1$) эффекты гибридизации оказывают более драматическое влияние на магнитодисперсию: частота мод становится практически не чувствительной к величине магнитного поля. В этом режиме вклад световой моды в гибридное возбуждение становится доминирующим, поскольку дисперсия света не зависит от магнитного поля.

Влияние эффектов запаздывания на плазменные моды в геометрии полоски было впервые теоретически изучено Михайловым и Савостьяновой [49]. Для полоски шириной W параметр запаздывания задается выражением [49]

$$A = \sqrt{\frac{n_s e^2 W}{2\pi \epsilon_0 m^* c^2}}. \quad (41)$$

Для $W = 0.4$ мм и $n_s = 2.13 \cdot 10^{11}$ см⁻² параметр запаздывания A при-

близительно равен 0.24. Для увеличения влияния эффектов запаздывания на спектр плазменных возбуждений в полосках необходимо увеличить их ширину или электронную плотность. На вставке к рисунку 45 показана зависимость частоты нижайшей плазменной моды от электронной плотности для полоски шириной $W = 0.4$ мм. Частота нижайшей моды отнормирована на частоту f_0 , вычисленную согласно формуле (40). Более тщательное теоретическое рассмотрение дает для плазменной частоты в отсутствие запаздывания значение $0.85f_0$. Основной график на рисунке 45 представляет отнормированную резонансную частоту как функцию параметра запаздывания A . Данные были получены при измерениях на полосках с различной шириной и электронной плотностью. Для $A \rightarrow 0$ измеренная резонансная частота действительно очень близка к $0.85f_0$. При увеличении электронной плотности (или A) отнормированная плазменная частота в нулевом магнитном поле систематически уменьшается. Для полосок с фиксированной шириной и электронной концентрацией в экспериментах была установлена нечувствительность эффектов запаздывания к длине полосок, несмотря на то, что она была в несколько раз больше ширины. Например, изменение длины полоски в диапазоне 1 – 3 мм не влияло на величину поперечной плазменной частоты для полосок с фиксированной шириной $W = 0.2$ мм и $n_s = 6.6 \cdot 10^{11}$ см⁻². Этому есть простое объяснение. Плазменные моды, возбуждаемые вдоль полосок, имеют очень малую частоту. Эти моды обладают линейным законом дисперсии со скоростью значительно меньшей скорости света [58].

В заключение, в настоящем разделе диссертации транспортной и оптической методиками исследуется 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 магнитополевое поведение, а также относительную амплитуду плазменных резонансов.

5.3 Наблюдение гибридных плазмон-фотонных мод в пропускании копланарного микрорезонатора

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 электромагнитной волны с возбуждениями среды может образовываться составная квазичастица — поляритон [10, 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 [139, 11], одним из которых является исследование крупных пространственно-временных когерентностей. Исследование плазмонных поляритонов на поверхности металлов привело к открытию целого класса новых физических явлений, таких как аномальное прохождение света через дифракционную решетку, плазмонная оптика, лазер на металлической нано-сфере [12, 13, 87].

Плазмонные поляритоны в ДЭС обладают несравненным преимуществом — их свойства контролируемо регулируются в широких пределах путем изменения электронной плотности системы или приложения внешнего магнитного поля. Влияние электродинамических эффектов на спектр плазменных колебаний было впервые изучено теоретически в пионерской работе Стерна [4], а также в последующих публикациях [94, 96, 95, 49]. Теория предсказывает, что в системе двумерных электронов с большой подвижностью должны существовать слабо затухающие гибридные плазмон-поляритонные моды. Впервые экспериментально они были обнаружены в оптических экспериментах на образцах с топологией дисков и полосок [44, 45]. В первых экспериментах была обнаружена лишь одна дисперсионная ветвь поляритонов. Это объясняется тем, что электромагнитная волна, возбуждающая гибридную моду,

обладает слабой связью с более высокочастотной поляритонной модой [94]. В настоящей работе изучалось взаимодействие фотонной моды копланарного микрорезонатора с плазмонной модой двумерной электронной системы, находящейся в плоскости резонатора на расстоянии много меньшем длины волны. В экспериментах удалось пронаблюдать обе ветви поляритонной дисперсии. Был впервые исследован режим сильной связи между фотонной и плазмонной модами и изучено явление антипересечения их магнитодисперсий. Было изучено влияние электронной плотности и магнитного поля на спектр поляритонного возбуждения.

Исследования проводились на двух типах структур, представляющих собой AlGaAs/GaAs квантовые ямы с электронными концентрациями $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $0.97 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, и подвижностями $13 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $4 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, соответственно. На поверхность кристалла напылялся металлический копланарный волновод (вставка к рис. 46). Копланарный волновод [104] 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 $W = 30$ 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 равнялось 1000 Ом, что сильно отличалось от 50 Ом. Это обеспечивало высокую добротность копланарному резонатору. В экспериментах изучались копланарные резонаторы с длинами $L = 9.5, 3.6, 2.1$ и 1.0 мм. Пропускание микрополоскового резонатора измерялось диодом Шоттки по методике синхронного детектирования на частоте модуляции СВЧ излучения 1 кГц. Образец помещался в гелиевый криостат в центр сверхпроводящего соленоид-

да. Все эксперименты проводились в перпендикулярном поверхности образца магнитном поле при температуре 1.6 К.

Рисунок 46 показывает магнитополевою зависимость пропускания копланарного резонатора ($L = 3.6$ мм) с двумерной электронной системой, измеренную для нескольких частот микроволнового излучения. Для удобства все кривые сдвинуты в вертикальном направлении. Линиями на рисунке указан уровень сигнала при отсутствии мощности СВЧ на входе резонатора. На каждой из кривых хорошо различима серия резонансов, симметричных по магнитному полю. Далее будет показано, что эти резонансы соответствуют возбуждению в копланарном резонаторе гибридных фотон-плазмонных мод с волновыми векторами $q = N\pi/L$ ($N = 1, 2, \dots$). Для области малых магнитных полей в узких частотных диапазонах также различимы слабые резонансы в пропускании (вставка к рис. 46). Для более детального изучения природы наблюдаемых резонансов эксперименты по пропусканию были повторены для большого числа частот. На рисунке 47(a) символами показаны значения магнитных полей, в которых наблюдаются максимумы пропускания, как функции микроволновой частоты. Экспериментальные 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 поля. Модам соответствуют волновые векторы $q_N = N\pi/L^*$ ($N = 1, 2, \dots$). Здесь $L^* = L + 2a$ — эффективная длина резонатора, учитывающая размер площадок для микросварки и краевые поля, в сумме равные $2a = 2.7$ мм. Для проверки этой гипотезы были предприняты эксперименты с различными по длине копланарными резонаторами. На рисунке 47(b) показаны зависимости частотного положения фотонных мод от их номера для резонаторов с ДЭС различного размера. Видно, что расстояние по частоте между модами существенно зависит от размера резонатора L .

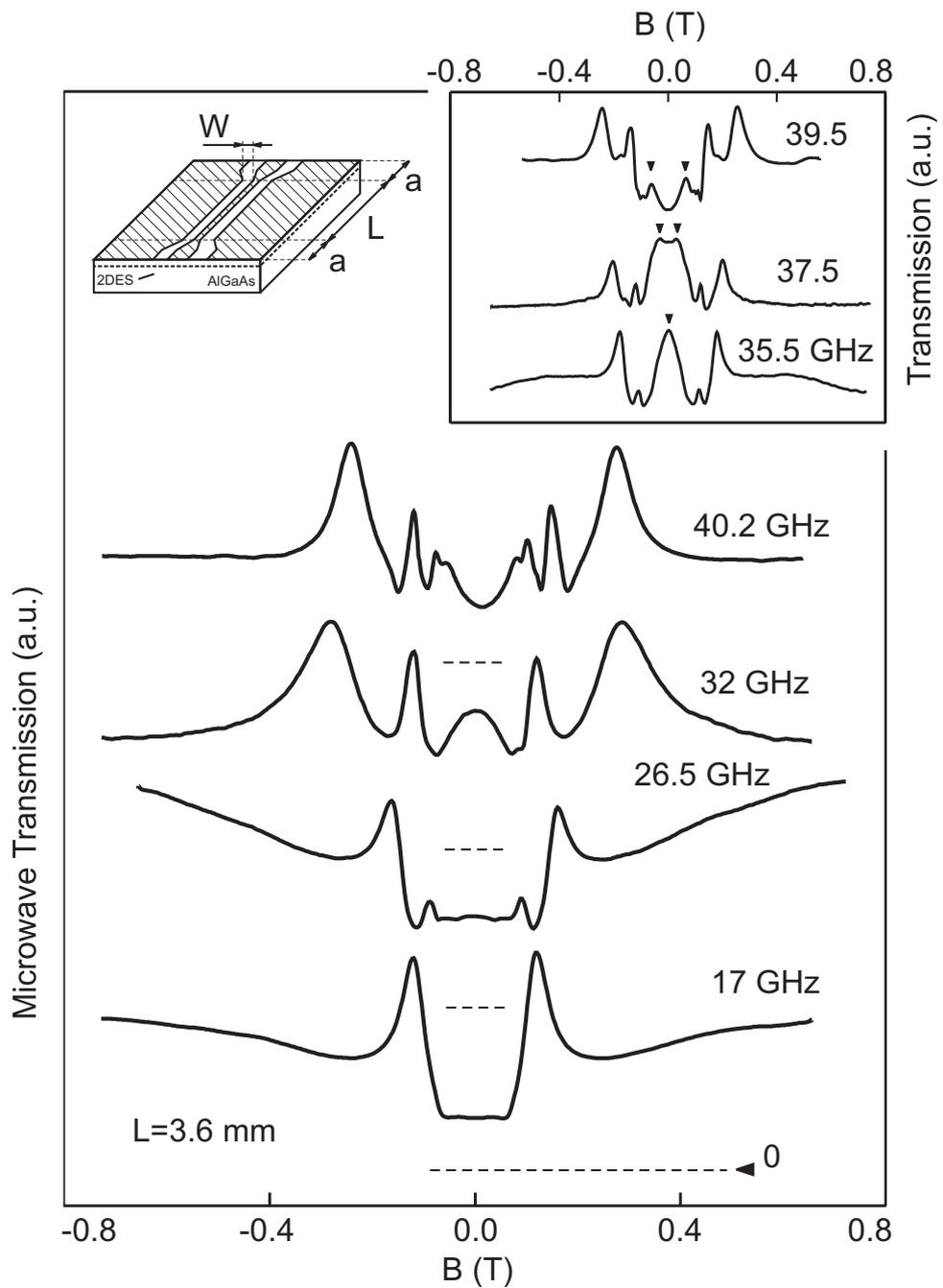


Рис. 46. Магнитополевые зависимости пропускания копланарного резонатора с ДЭС, измеренные для нескольких частот микроволнового излучения. Штриховыми линиями указан уровень сигнала при отсутствии мощности СВЧ на входе резонатора. Для удобства все кривые сдвинуты в вертикальном направлении. Мощность микроволнового излучения, подводимого к микрополосковой линии составляла 100 нВт. На кривых наблюдается серия резонансов, симметричных по магнитному полю. На вставке схематически показана геометрия копланарного резонатора. Температура образца при измерениях составляла 1.6 К.

Частотное положение фотонных мод резонатора хорошо описывается формулой

$$f_N = N \frac{c}{\sqrt{\varepsilon^*}} \frac{\pi}{L^*}, \quad N = 1, 2, \dots, \quad (42)$$

где $\varepsilon^* = (12.8+1)/2$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающего копланарного резонатора. Дополнительные эксперименты, выполненные на тех же образцах, но с вытравленным слоем двумерных электронов показали, что в пропускании резонаторов наблюдается набор резонансов, частота которых совпадает со значениями на рисунке 47(b), и не зависит от магнитного поля. При этом проводилась развертка по микроволновой частоте.

Вблизи магнитных полей, соответствующих циклотронному резонансу, наблюдается значительное отклонение магнитодисперсии гибридного возбуждения от горизонтальной асимптотики (рис. 47(a)). Происходит антипересечение магнитодисперсий фотонных мод копланарного резонатора и плазменных возбуждений ДЭС. Понять происходящее можно при помощи схематической картинки дисперсий света и магнитоплазмона (рис. 47(c)). Дисперсия плазмонов в магнитном поле B задается соотношением $\omega_p(q) = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_0^2(q)}$, где $\omega_c = eB/m^*$ — циклотронная частота, $\omega_0(q)$ — частота плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле. Для используемой топологии резонатора возбуждаемые плазмоны локализованы в щелях копланарного волновода и поэтому обладают одномерной природой с дисперсией [58, 75]:

$$\omega_0^2(q) = \frac{n_s W e^2}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon(q) m^*} q^2 \left[\ln \left(\frac{8}{qW} \right) - 0.577 \right], \quad (43)$$

где $2W$ — суммарная ширина двух щелей копланарного резонатора, ε_0 — диэлектрическая постоянная, $\varepsilon(q)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей ДЭС среды. В условиях наших экспериментов обычно $\omega_c \gg \omega_0$, поэтому дисперсия плазмона имеет вид, показанный на рисунке 47(c) штриховой линией. При взаимодействии фотонной моды резонатора и плазмона образуется гибридное возбуждение — поляритон, дисперсия которого состоит из двух ветвей. Мерой взаимодействия мод является величина расталкивания дисперсионных кривых плазмона и света в точке их

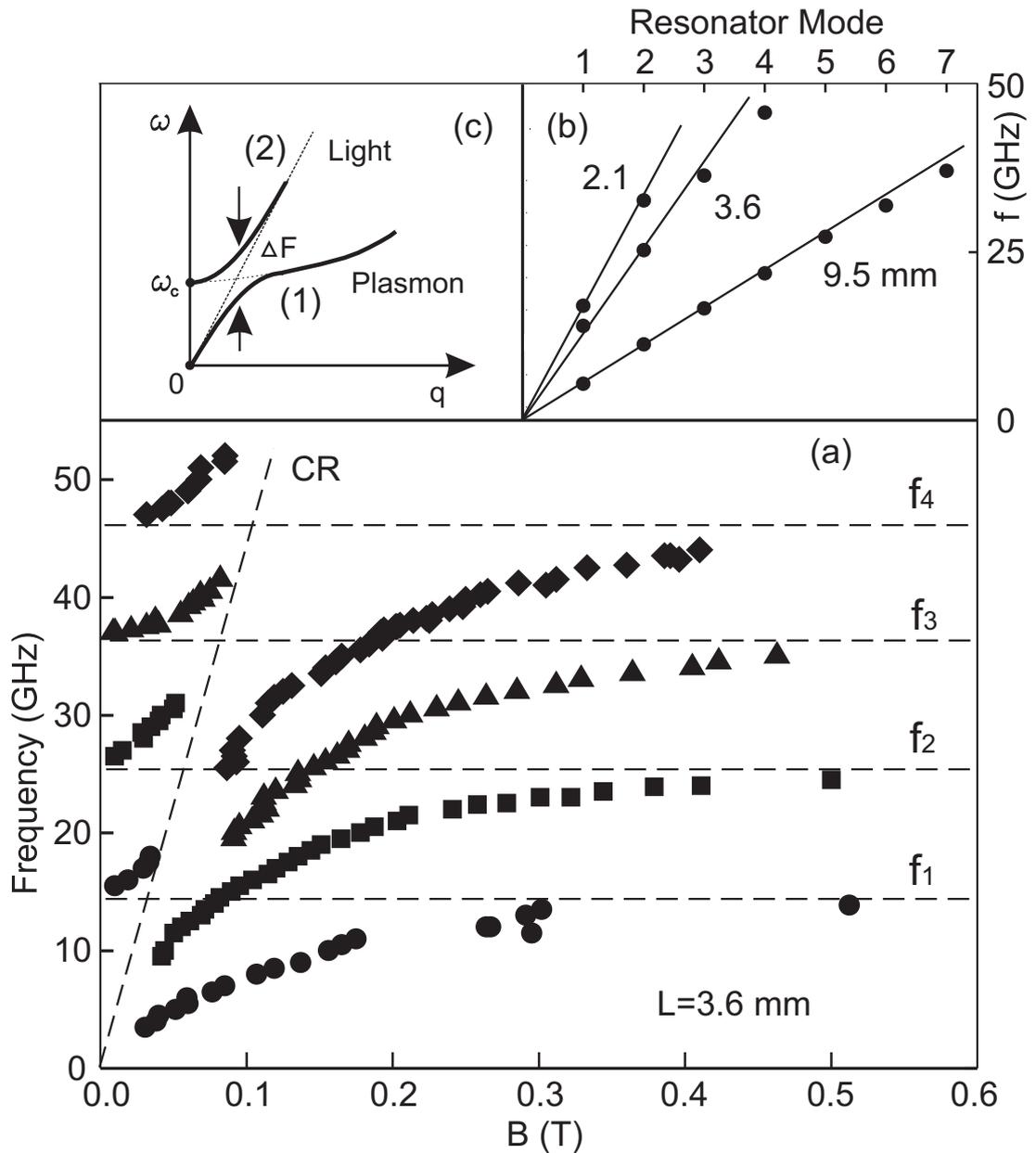


Рис. 47. (а) Зависимости резонансных микроволновых частот от магнитных полей, в которых наблюдаются максимумы пропускания копланарного резонатора. Разными символами обозначены поляритонные моды с различными волновыми векторами $q = N\pi/L^*$ ($N = 1, 2, \dots$) вдоль длины L^* резонатора. В экспериментах наблюдались моды с номерами от $N = 1$ до $N = 4$. Плотность двумерных электронов в структуре составляла $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке (b) показаны зависимости частоты мод копланарного резонатора, измеренные для резонаторов различного размера $L = 9.5, 3.6$ и 2.1 мм. На вставке (c) изображена дисперсионная схема гибридизации фотонной моды резонатора и плазмонной моды ДЭС. В случае сильной связи будет наблюдаться явление антипересечения.

Температура образца при измерениях составляла 1.6 К.

пересечения ΔF , причем ΔF является частотой осцилляций между фотонным и плазмонным состояниями. По аналогии со случаем двухуровневого атома, взаимодействующего с фотонной модой резонатора, частоту ΔF мы будем называть частотой Раби [140]. Характерной уникальной особенностью наблюдаемых плазмонных поляритонов является то, что для них частоты Раби для разных мод сравнимы с самими частотами мод (рис. 47). Например, для резонатора длиной $L = 3.6$ мм 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. Следует заметить, что дисперсия поляритонного возбуждения состоит из двух ветвей с сильно отличными физическими свойствами. Ветвь 1 (рис. 47(с)) находится ниже световой моды и поэтому является неизлучающей, тогда как ветвь 2 является излучающей, поэтому поляритоны на ней подвержены сильному радиационному распаду [12]. Благодаря этому факту наблюдение верхней ветви дисперсии плазмонного поляритона является непростой экспериментальной задачей. В настоящих экспериментах это впервые удалось сделать, предположительно, благодаря наличию на поверхности образца металлического копланарного резонатора, частично препятствующего радиационному распаду поляритонов. Приведенные рассуждения объясняют малую амплитуду и узкий частотный диапазон наблюдения поляритонов с ветви 2 (вставка к рис. 46). Следует заметить, что в спектре наблюдаемых поляритонных возбуждений существует низкочастотная полоса непрозрачности. Например, первая мода на рисунке 47 разрешается лишь с частоты 3.5 ГГц, вторая — с частоты 9.5 ГГц, третья — с частоты 19.7 ГГц. Существование низкочастотной полосы непрозрачности является отличительной особенностью плазмонных поляритонов в ДЭС. Она объясняется тем, что в данном частотном диапазоне гибридное возбуждение становится излучающим, что в теории соответствует моде, поле которой экспоненциально возрастает в среде при удалении от двумерного электронного слоя [97].

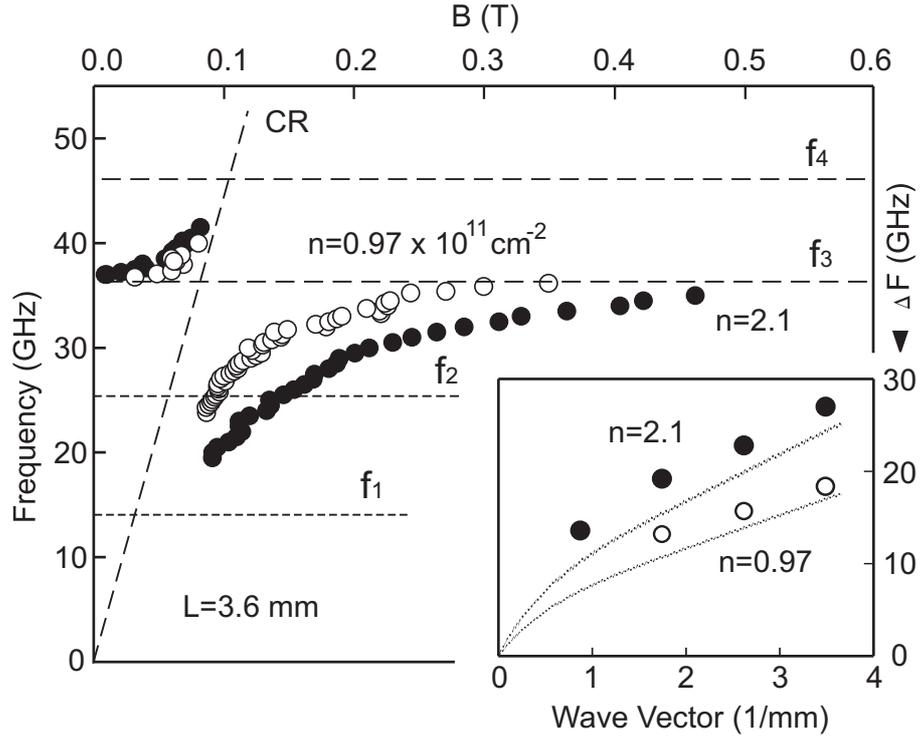


Рис. 48. Магнитодисперсия третьей поляритонной моды, измеренная для двух значений электронной плотности $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 0.97 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Длина копланарного резонатора $L = 3.6 \text{ мм}$. Видно, что при уменьшении плотности двумерных электронов плазмонный вклад в гибридное возбуждение ослабевает, поэтому магнитодисперсия прижимается к дисперсионной линии фотона. Штриховыми линиями на рисунке показаны фотонные и циклотронная линии для исследуемого резонатора. На вставке показаны зависимости частоты Раби ΔF от волнового вектора q_N для обеих концентраций. Штриховыми линиями показаны теоретические кривые для $\Delta F(q_N)$, полученные на основании формулы (43).

Простую теоретическую оценку пропускания копланарного резонатора с ДЭС можно сделать на основании формулы Фабри-Перо [141]:

$$T(\omega, B) = \frac{T^2 e^{-\alpha(\omega, B)L^*}}{(1 - R e^{-\alpha(\omega, B)L^*})^2 + 4R e^{-\alpha(\omega, B)L^*} \sin^2(\varphi/2)}, \quad (44)$$

где R и T — коэффициенты отражения и пропускания границ копланарного резонатора, $\alpha(\omega, B)$ — коэффициент поглощения резонатора с эффективной длиной L^* и φ — изменение фазы волны при прохождении расстояния $2L^*$. Изменение фазы можно найти следующим образом $\varphi = 2\omega \text{Re} \left(\sqrt{\varepsilon(\omega, B)} \right) L^*/c$, где $\varepsilon(\omega, B)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды, где рас-

пространяется поляритон. Без учета топологии копланарного волновода диэлектрическую проницаемость можно оценить как полусумму проницаемостей вакуума и ДЭС в приближении Друде:

$$\varepsilon(\omega, B) = \frac{\varepsilon + 1}{2} \left(1 + \frac{i\omega_0^2\tau}{\omega} \frac{1 - i\omega\tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2} \right), \quad (45)$$

где $\varepsilon = 12.8$ — диэлектрическая проницаемость GaAs, τ — время упругой релаксации электронов, ω_0 — плазменная частота, задаваемая формулой (43). Потери в резонаторе можно оценить как $\alpha(\omega, B) = 2\omega \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon(\omega, B)})L^*/c$. Теоретическое предсказание для третьей поляритонной моды резонатора показано на рисунке 47 штриховой линией. Видно хорошее согласие между теорией и экспериментом. Более точное теоретическое описание может быть достигнуто при учете геометрии взаимодействия фотонной моды резонатора с двумерной плазмой.

Одной из отличительных особенностей поляритонов в ДЭС является то, что их спектр может быть контролируемо изменен в широких пределах. На рисунке 48 показана магнитодисперсия третьей поляритонной моды, измеренная для двух значений электронной плотности $n_s = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 0.97 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Видно, что при уменьшении плотности двумерных электронов плазмонный вклад в гибридное возбуждение ослабевает, поэтому магнитодисперсия прижимается к дисперсионной линии фотона. Также при уменьшении электронной концентрации происходит ослабление связи между фотонной и плазмонной модами и, как следствие, падает частота Раби ΔF . Как следует из теоретического рассмотрения, частота Раби для поляритонной моды с волновым вектором q_N с точностью до множителя совпадает с плазменной частотой $\omega_0(q_N)$. На вставке показана зависимость частоты Раби от волнового вектора моды для двух плотностей двумерных электронов. Штриховыми линиями показаны теоретические зависимости $\Delta F(q_N)$, полученные на основании формулы (43). Зависимости хорошо описывают экспериментальные точки. Небольшое отклонение, по-видимому, можно объяснить тем, что латеральный размер плазменного возбуждения несколько превосходит суммарную ширину щелей $2W$. Таким образом, частоту Раби и диспер-

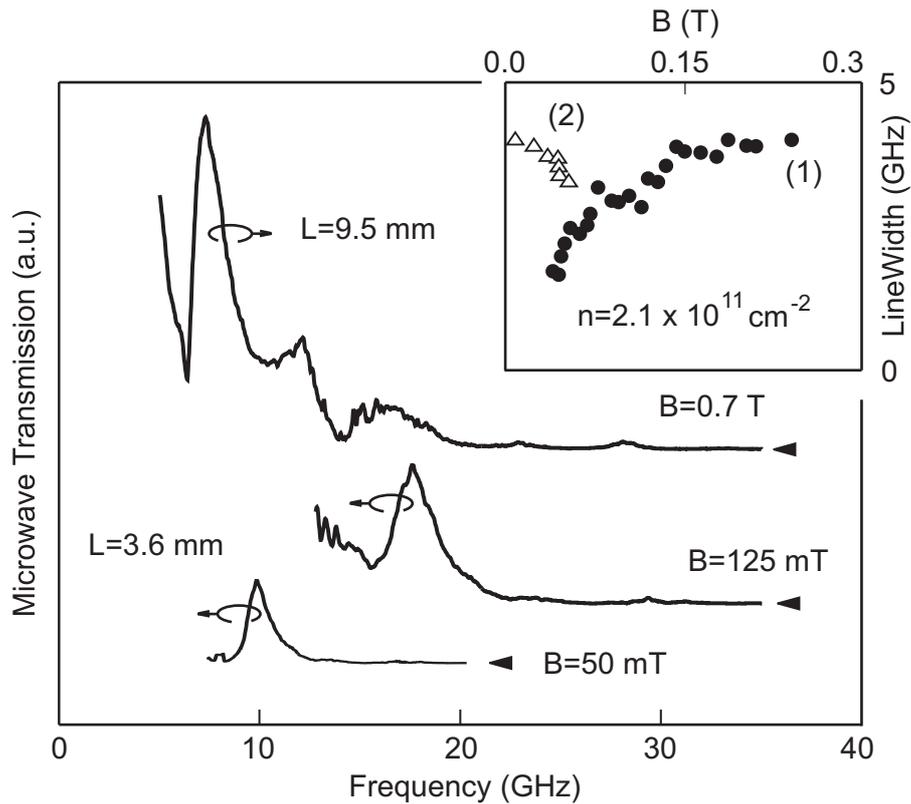


Рис. 49. Частотная зависимость пропускания копланарного резонатора длиной $L = 9.5$ мм, измеренная в большом магнитном поле $B = 0.7$ Т (верхняя кривая). Резонансы в пропускании соответствуют фотонным модам резонатора. Частотные зависимости пропускания копланарного резонатора с $L = 3.6$ мм, измеренные для магнитных полей $B = 125$ мТл и $B = 50$ мТл (средняя и нижняя кривые). Наблюдаемый резонанс соответствует второй поляритонной моде резонатора. Ширина резонанса составляет несколько гигагерц, что значительно меньше частоты Раби исследуемой моды $\Delta F_2 = 19$ ГГц. Таким образом, в экспериментах удалось выполнить условие сильной связи фотонной и плазмонной мод. На вставке представлена зависимость ширины резонансов второй поляритонной моды от магнитного поля. Цифрой 1 обозначена кривая соответствующая нижней дисперсионной ветви, цифрой 2 — верхней ветви.

сию поляритонного возбуждения в ДЭС удастся контролируемо регулировать путем изменения электронной плотности системы.

Для наблюдения поляритонов необходимо выполнение условий временной и пространственной когерентности [140]. Временная когерентность гибридного фотон-плазмонного возбуждения требует того, чтобы дефазирующие процессы происходили медленнее, чем частота нутаций между фотонным и плазмонным состояниями поляритона. Для копланарного резонатора дли-

ной $L = 3.6$ мм частота нутаций (частота Раби) для второй фотонной моды составляет $\Delta F_2 = 19$ ГГц (рис. 47). Для оценки скорости дефазировки были проведены измерения пропускания резонатора при развороте частоты микроволнового излучения (рис. 49). Резонанс пропускания, соответствующий второй поляритонной моде резонатора, имеет определенную ширину по частоте Δf , которая и определяет скорость дефазировки. На вставке к рисунку 49 представлена зависимость ширины резонансов второй поляритонной моды от магнитного поля. Цифрой 1 обозначена кривая соответствующая нижней дисперсионной ветви, цифрой 2 — верхней ветви. Из-за недостаточного согласования микроволнового тракта часть точек была получена из магнитополевых кривых пропускания резонатора с учетом угла наклона магнитодисперсии. Условием временной когерентности поляритона является неравенство $\Delta F > (\Delta f_1 + \Delta f_2)/2$. В наших экспериментах $(\Delta f_1 + \Delta f_2)/2 \approx 6$ ГГц, что гораздо меньше $\Delta F_2 = 19$ ГГц. Таким образом, условие сильной связи между плазмоном и фотонной модой резонатора в наших экспериментах выполнено. Пространственная когерентность предполагает, чтобы длина пробега плазменного возбуждения была много больше длины волны света. Подробные исследования длины пробега плазменных возбуждений L_p в ДЭС показали, что для исследуемых высококачественных структур $L_p \approx 20$ мм [122, 123]. Для резонатора с размером $L = 3.6$ мм длина волны первой фотонной моды составляет 12.6 мм, а кратных — в $N = 1, 2, \dots$ раз меньше. Следовательно, условие пространственной когерентности также выполнено.

В заключение, в настоящем разделе диссертации исследуется 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 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.

Заключение

Целью настоящей диссертационной работы было экспериментальное исследование плазмонных интерференционных эффектов, коллективных плазменных возбуждений в системах с различным диэлектрическим окружением, а также гибридных плазмон-поляритонных возбуждений в низкоразмерных электронных системах. Результаты работы можно сформулировать следующим образом:

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 темпе-

ратуры системы. Установлено, что полученные зависимости находятся в качественном согласии с существующими теоретическими расчетами.

4. Исследовано распространение плазменных волн в плазмонном кристалле, представляющем собой полосу 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 существенны-

ми эффекты запаздывания (гибридизации). Установлено, что эффекты запаздывания оказывают влияние на частоту всех плазмонных мод, их магнитополевое 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.

Автор искренне признателен своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за содействие и всестороннюю поддержку на всех этапах настоящей работы. Хочу также поблагодарить И. Андреева, А. Парохонского, А. Фортунатова, С. Губарева и В. Соловьева за совместное плодотворное сотрудничество, а также всех сотрудников ЛНЭП за теплую и дружескую атмосферу. Отдельно хотелось бы выразить признательность своей супруге, брату и родителям за внимание и поддержку.

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, J. C. M. Hwang, Phys. Rev. B **28**, 4875 (1983).
- [6] В. А. Волков, С. А. Михайлов, ЖЭТФ **94**, 217 (1988).
- [7] I. V. Kukushkin, М. 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] K. Huang, Proc. R. Soc. London A **208**, 352 (1951).
- [11] A. Kavokin, G. Malpuech, "Cavity Polaritons", Elsevier (2003).
- [12] H. Raether, "Surface Plasmons", (Springer, Berlin, 1988).
- [13] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, Nature **424**, 824 (2003).
- [14] M. S. Shur, "Introduction to Electronic Devices", Wiley (1995).
- [15] I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. **86**, 044101 (2005).
- [16] V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, J. Smet, and K. von Klitzing, JETP Letters **90**, 216 (2009).

- [17] Ф. Платцман, П. Вольф, "Волны и взаимодействия в плазме твердого тела", "Мир" Москва (1975).
- [18] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, *Reviews of Modern Physics* **54**, 437 (1982).
- [19] R. W. Wood, *Phys. Rev.* **44**, 353 (1933).
- [20] G. Ruthemann, *Ann. Phys.* **2**, 113 (1948).
- [21] W. Lang, *Optik* **3**, 233 (1948).
- [22] C. J. Powell, J. B. Swan, *Phys. Rev.* **115**, 869 (1959).
- [23] D. Pines, D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 338 (1952).
- [24] D. Bohm, D. Pines, *Phys. Rev.* **92**, 609 (1953).
- [25] H. Ehrenreich, M. H. Cohen, *Phys. Rev.* **115**, 786 (1959).
- [26] J. Goldstone, K. Gottfried, *Nuovo Cimento* (10) **13**, 849 (1959).
- [27] V. A. Volkov, S. A. Mikhailov, "Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields", **Elsevier** (1991).
- [28] A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972)].
- [29] V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova, A. Chaplik M. S. Shur, *Jornal of Appl. Phys.* **96**, 7625 (2004).
- [30] A. Satou, V. Ryzhii, A. Chaplik, *Jornal of Appl. Phys.* **98**, 034502 (2005).
- [31] S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* **74**, 045325 (2006).
- [32] A. Satou, S. A. Mikhailov, *Phys. Rev B.* **75**, 045328 (2007).
- [33] V. V. Popov, G. M. Tsymbalov, M. S. Shur, W. Knap, *Phys. Sem. Devices* **39**, 142 (2005).

- [34] T. N. Theis, Surf. Sci. **98**, 515 (1980).
- [35] C. C. Grimes, G. Adams, Phys. Rev. Lett. **36**, 145 (1976).
- [36] S. J. Allen, D. C. Tsui, R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **38**, 980 (1977).
- [37] T. N. Theis, J. P. Kotthaus, P. J. Stiles, Solid State Commun. **24**, 273 (1977).
- [38] D. C. Tsui, E. Gornik, R. A. Logan, Solid State Commun. **35**, 875 (1980).
- [39] D. Olego, A. Pinczuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann, Phys. Rev. B **25**, 7867 (1982).
- [40] R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik, G. Stangl, A. C. Gossard and W. Wiegmann, Surf. Sci. **113**, 118 (1982).
- [41] E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **54**, 2367 (1985).
- [42] E. Batke, D. Heitmann, A. D. Wieck and J. P. Kotthaus, Solid State Commun. **46**, 269 (1983).
- [43] A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann and J. P. Kotthaus, Surf. Sci. **142**, 442 (1984).
- [44] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- [45] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet, M. Hauser, W. Dietsche, K. von Klitzing, Phys. Rev. B **73**, 113310 (2006).
- [46] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
- [47] W. Pan, K. Lai, S. P. Bayrakci, N. P. Ong, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Appl. Phys. Lett. **83**, 3519 (2003).
- [48] М. Н. Ханнанов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшайдер, С. Герл, Письма в ЖЭТФ **85**, 294 (2007).

- [49] S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, Phys. Rev. B **71**, 035320 (2005).
- [50] R. P. Leavitt, J. W. Little, Phys. Rev. B **34**, 2450 (1986).
- [51] М. Н. Ханнанов, В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **84**, 261 (2006).
- [52] D. B. Mast, A. J. Dahm, A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. **54**, 1706 (1985).
- [53] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **54**, 1710 (1985).
- [54] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, F. I. B. Williams, Surf. Sci. **170**, 70 (1986).
- [55] В. А. Волков, С. А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **42**, 450 (1985).
- [56] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **32**, 7676 (1985).
- [57] A. L. Fetter, Phys. Rev. B **33**, 3717 (1986).
- [58] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Phys. Rev B **72**, 161317 (2005).
- [59] В. А. Волков, Д. В. Галченков, Л. А. Галченков, И. М. Гродненский, О. Р. Матов, С. А. Михайлов, А. П. Сеничкин, К. В. Старостин, Письма в ЖЭТФ **43**, 255 (1986).
- [60] F. Kushar, R. Meisels, G. Weimann, W. Schlapp, Phys. Rev. B **33**, 2965 (1986).
- [61] L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak, D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **71**, 2638 (1993).
- [62] B. Simonič, C. Ellenberger, K. Ensslin, H. P. Tranitz, W. Wegscheider, Phys. Rev. B **71**, 233303 (2005).

- [63] K. Stone, C. L. Yang, Z. Q. Yuan, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. B **76**, 153306 (2007).
- [64] A. Satou, S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **75**, 045328 (2007).
- [65] S. A. Mikhailov, Appl. Phys. Lett. **89**, 042109 (2006).
- [66] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. West, Phys. Rev. B **45**, 3894 (1992).
- [67] V. I. Talyanskii, A. V. Polisski, D. D. Arnone, M. Pepper, C. G. Smith, D. A. Ritchie, J. E. Frost, G. A. C. Jones, Phys. Rev. B **46**, 12427 (1992).
- [68] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, G. A. C. Jones, Phys. Rev. B **50**, 1582 (1994).
- [69] V. I. Talyanskii, I. E. Batov, B. K. Medvedev, J. P. Kotthaus, M. Wassermeier, A. Wixfofth, J. Weimann, W. Schlapp, H. Nickel, JETP Lett. **50**, 221 (1989).
- [70] A. Sommerfeld, Ann. der Physik und Chemie **67**, 233 (1899).
- [71] S. Das Sarma, Wu-yan Lai, Phys. Rev. B **32**, 1401 (1985).
- [72] G. Eliasson, J. W. Wu, P. Hawrylak, J. J. Quinn, Solid State Commun. **60**, 41 (1986).
- [73] V. Cataudella, G. Iadonisi, Phys. Rev. B **35**, 7443 (1987).
- [74] I. L. Aleiner, L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **72**, 2935 (1994).
- [75] I. L. Aleiner, D. X. Yue, L. I. Glazman, Phys. Rev. B **51**, 13467 (1995).
- [76] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **66**, 2657 (1991).
- [77] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. S. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **67**, 3298 (1991).

- [78] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schüller, D. Heitmann, Phys. Rev. B **56**, R12760 (1997).
- [79] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, W. Schlapp, Phys. Rev. B **46**, 15590 (1992).
- [80] W. Que, Phys. Rev. B **43**, 7127 (1991).
- [81] В. А. Ковальский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, С. И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **84**, 656 (2006).
- [82] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, M. Sundaram, Solid State Commun. **80**, 673 (1991).
- [83] C. Dahl, J. P. Kotthaus, H. Nickel, W. Schlapp, Phys. Rev. B **48**, 15480 (1993).
- [84] С. И. Губарев, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин, М. Н. Ханнанов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **80**, 134 (2004).
- [85] V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, S. A. Mikhailov, J. H. Smet, K. von Klitzing, Phys. Rev. B **73**, 195302 (2006).
- [86] E. Ozbay, Science **311**, 189 (2006).
- [87] M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaeв, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner, Nature **460**, 1110 (2009).
- [88] R. H. Ritchie, Phys. Rev. **106**, 874 (1957).
- [89] C. J. Powell, J. B. Swan, Phys. Rev. **118**, 640 (1960).
- [90] A. D. Boardman, "Electromagnetic Surface Modes", Wiley, Chichester (1982).

- [91] Y. Teng, E. A. Stern, Phys. Rev. Lett. **19**, 511 (1967).
- [92] A. Otto, Z. Phys. **216**, 398 (1968).
- [93] E. Kretschmann, H. Raether, Z. Naturforsch. **23a**, 2135 (1968).
- [94] K. W. Chiu, J. J. Quinn, Phys. Rev. B **9**, 4724 (1974).
- [95] V. I. Falko, D. E. Khmelnitskii, Sov. Phys. JETP **68**, 1150 (1989).
- [96] A. O. Govorov, A. V. Chaplik, Sov. Phys. JETP **68**, 1143 (1989).
- [97] V. V. Popov, T. V. Teperik, G. M. Tsymbalov, JETP Lett. **68**, 200 (1998).
- [98] И. В. Кукушкин, Д. В. Кулаковский, С. А. Михайлов, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **77**, 594 (2003).
- [99] J. C. Maan, Th. Englert, D. C. Tsui, Appl. Phys. Lett. **40**, 609 (1982).
- [100] K. Ploog, Angew. Chem. **100**, 611 (1988).
- [101] F. Stern, S. D. Sarma, Phys. Rev. B **30**, 840 (1984).
- [102] A. Gold, and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. B **33**, 1076 (1986).
- [103] E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, and K. von Klitzing, Phys. Rev. B **48**, 23 (1993).
- [104] C. P. Wen, IEEE Trans. Microwave Theory and Appl. **17**, 1087 (1969).
- [105] И. Е. Ефимов, Г. А. Шермина. *Волноводные линии передачи*. М.: СВЯЗЬ (1979).
- [106] R. N. Simons. *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. NY: Wiley (2001).
- [107] B. M. Ashkinadze, V. I. Yudson, Phys. Rev. Lett. **83**, 812 (1999).

- [108] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing and W. Wegscheider, *Nature* **415**, 409 (2002).
- [109] M. Tonouchi, *Nature Photonics* **1**, 97 (2007).
- [110] T. W. Crowe, R. J. Mattauch, H. P. Roser et al., *Proceedings of the IEEE* **80**, 1827 (1992).
- [111] M. J. Wengler, *Proceedings of the IEEE* **80**, 1810 (1992).
- [112] E. M. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, I. G. Gogidze et al., *Sov. Phys. Supercond.* **3**, 1582 (1990).
- [113] J. X. Yang, F. Agahi, D. Dai et al., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **41**, 581 (1993).
- [114] J. X. Yang, J. Li, C. F. Musante, K. S. Yngvesson, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1983 (1995).
- [115] Д. В. Морозов, К. В. Смирнов, А. В. Смирнов, В. А. Ляхов, Г. Н. Гольцман, *Физика и Техника Полупроводников* **39**, 1117 (2005).
- [116] M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. W. West, K. W. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2888 (2001).
- [117] M. Lee, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1243 (2002).
- [118] K. S. Yngvesson, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 043503 (2005).
- [119] S. Rosenblatt, H. Lin, V. Sazonova et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153111 (2005).
- [120] M. Lee, M. C. Wanke, and J. L. Reno, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 033501 (2005).
- [121] M. I. Dyakonov and M. S. Shur, *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380 (1996).

- [122] В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **83**, 290 (2006).
- [123] В. М. Муравьев, И. В. Андреев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, Письма в ЖЭТФ **87**, 664 (2007).
- [124] I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, U.S. Patent Application "Apparatus and Method of Detecting Electromagnetic Radiation".
- [125] P. S. Dorozhkin, S. V. Tovstonog, S. A. Mikhailov, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, and K. von Klitzing, Appl. Phys. Lett. **87**, 092107 (2005).
- [126] V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, Phys. Rev. B **75**, 193307 (2007).
- [127] M. I. Dyakonov, M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).
- [128] M. I. Dyakonov, M. S. Shur, IEEE Transactions on Electron Devices **43**, 380 (1996).
- [129] E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
- [130] J. M. Louritoz, **Photonic Crystals** (Springer, New York, 2005).
- [131] S. C. Kitson, W. L. Barnes, J. R. Sambles, Phys. Rev. Lett. **77**, 2670 (1996).
- [132] S. I. Bozhevolnyi, J. Erland, K. Leosson, M. W. Skovgaard, J. M. Hvam, Phys. Rev. Lett. **86**, 3008 (2001).
- [133] U. Mackens, D. Heitmann, L. Prager, J. P. Kotthaus, W. Beinvogl, Phys. Rev. Lett. **53**, 1485 (1984).
- [134] R. J. Wilkinson, C. D. Ager, T. Duffield, H. P. Hughes, J. Appl. Phys. **71**, 6049 (1992).

- [135] M. V. Krasheninnikov, A. V. Chaplik, *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **15**, 32 (1981).
- [136] L. D. Landau, *J. Phys. USSR* **10**, 27 (1946).
- [137] M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311 (2001).
- [138] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
- [139] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
- [140] 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).
- [141] Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin, Q. Wu, H. J. Carmichael, T. W. Mossberg, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2499 (1990).