

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

(Государственный Университет)

ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ и ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Кафедра физики твердого тела

Ханнанов Максим Наилевич

Исследование дисперсии одномерных плазменных колебаний в одиночных полосках 2D-электронного газа. Затухание 1D- и 2D-плазмонов.

Выпускная квалификационная работа
магистра естественных наук.

Научный руководитель
Член-корр. РАН Кукушкин И. В.

Черноголовка - 2006

Содержание

1	Введение	2
2	Экспериментальная работа	6
2.1	Образцы.	6
2.2	Установка	6
2.3	Экспериментальная техника.	8
3	Дисперсия 1D плазмона	13
3.1	Дисперсия продольных плазменных колебаний в полосках 2D электронного газа	13
3.2	Логарифмическая поправка в дисперсии 1D-плазмона . . .	19
3.3	Магнитодисперсия продольных и поперечных мод в стрипе	20
3.4	Затухание 1D-плазмона	23
4	Затухание магнитоплазменных колебаний в 2D электронных дис- ках	26
4.1	Магнитодисперсия плазменных колебаний в дисках . . .	26
4.2	Холловская проводимость, как мера ширины краевых маг- нитоплазменных резонансов.	29
4.3	Затухание объемных магнитоплазменных колебаний. . . .	32
4.4	Изменение резонансного контура магнитоплазменных ко- лебаний при понижении температуры. Переход к режиму КЭХ.	34
5	Заключение	36

1 Введение

За последние три десятилетия значительный интерес был проявлен к изучению физики низкоразмерных электронных систем, ограниченных определенной геометрией, таких как диски, кольца, стрипы. Во многом этот интерес был связан с обнаружением в таких системах нового типа коллективных возбуждений зарядовой плотности - краевых магнитоплазмонов (КМП), распространяющихся вдоль границы исследуемой системы и локализующихся у этой границы в больших магнитных полях. Характерными особенностями КМП являются уменьшение скорости распространения этих волн вдоль края системы с ростом магнитного поля, и слабое затухание этих мод, падающее с увеличением магнитного поля. Исследованию этих свойств КМП были посвящены многочисленные экспериментальные [1, 2, 3, 4] и теоретические работы [5, 6, 7]. Большинство измерений по определению ширин магнитоплазменных резонансов [8, 9, 10] проводилось на полупроводниковых гетероструктурах в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ) с использованием методики проходного резонатора [11]. Магнитодисперсия (зависимость резонансной частоты от магнитного поля) и затухание краевого магнитоплазмона в больших магнитных полях исследовалось также в [12] на одиночном электронном 2D-диске, где регистрировалось прохождение пикосекундных импульсов напряжения через образец. По изменению амплитуды сигнала, прошедшего через образец, было определено затухание волнового пакета, бегущего по краю образца, что не дало прямого измерения затухания основной краевой моды из-за возможного присутствия в волновом пакете более высоких по энергии гармоник. До сих пор не существует теории, которая бы удовлетворительно описывала магнитодиспер-

сию и затухание плазменных мод во всем экспериментально доступном диапазоне частот и полей. В классическом пределе резкого края системы, рассмотренном в статье [6], предполагается линейная зависимость ширины линии КМП от холловской проводимости в низкочастотном пределе $\omega\tau^* \ll 1$ (τ^* — время упругой релаксации), что противоречит экспериментальным результатам, полученным в работах [12, 10], согласно которым в режиме КЭХ затухание магнитоплазмона определяется диагональной проводимостью σ_{xx} . До настоящего времени не предпринималось никаких попыток измерить затухание плазмонов в высокочастотном пределе ($\omega\tau^* \gg 1$), и изучить, как меняется магнитодисперсия и затухание плазменных мод при понижении частоты. Ширина основной краевой моды исследовалась только в той области магнитных полей, где перестает работать классическая электродинамика. Возможное изменение ширины объемной моды в малых магнитных полях (когда циклотронный радиус больше масштаба флуктуаций случайного потенциала) было предсказано в теоретической работе [13], но ни разу не проверялось экспериментально.

Еще менее исследованной областью являются 1D магнитоплазменные колебания. Расчет их спектра был приведен два десятилетия назад [14, 15, 7, 16]. Однако прямое измерение их дисперсии было затруднено. Теория предсказывает линейную дисперсию 1D плазмона с логарифмическими поправками в области малых волновых векторов, что контрастирует с хорошо известной корневой зависимостью для 2D плазмонов. Отметим, что условия одномерности плазмона принципиально отличаются от условий, в которых электрон можно считать квазиодномерным. Квазиодномерность электрона достигается в узких квантовых проволо-

ках, ширина которых сравнима с фермиевской длиной волны (в гетероструктурах GaAs/AlGaAs эта длина порядка 50 nm). Для обнаружения одномерного характера плазменных колебаний такие сильные ограничения не нужны. Для этого достаточно взять макроскопическую полосу, где велико отношение длины к ширине. Несколько экспериментальных попыток к измерению дисперсии 1D-плазмона уже было предпринято. Первая из них [17] была основана на исследовании неупругого рассеяния света на квантовых проволоках. Во второй изучалось инфракрасное поглощение [18]. В обоих случаях для увеличения чувствительности использовалась не единичная полоска (проволока), а скорее сверхрешетка из проволок. Интересно, что вместо одномерного был выявлен двумерный характер плазменных колебаний [19] и количественные расчеты подтвердили, что из-за сильного взаимодействия между проволоками дисперсия плазменных колебаний становится нелинейной [20]. Следовательно, для наблюдения 1D-плазмона нужен образец, состоящий из одиночной полоски или проволоки, длина которой значительно превышает ширину. При этом волновые вектора плазменных колебаний должны быть меньше обратной ширины полоски. Эти условия часто не выполнялись в предыдущих экспериментах.

В настоящей работе мы исследуем одиночные полоски 2D-электронного газа, длина которых много больше ширины, в пределах малых волновых векторов. Линейная дисперсия магнитоплазмонов, свидетельствующая об одномерном характере плазменных колебаний, была измерена в режиме малых волновых векторов. Экспериментально была определена зависимость скорости 1D-плазмона от электронной плотности, размеров полоски и магнитного поля, которая несколько расходится с существую-

щим теоретическим описанием 1D-плазменных колебаний.

Также детально исследовалось магнитодисперсия краевых плазменных возбуждений и их затухание в зависимости от магнитного поля, от нулевого магнитного поля до режима КЭХ. Обнаружено, что ширины магнитоплазменных резонансов $\gamma(B)$ в пределе сильных магнитных полей для всех структур оказались обратно пропорциональны магнитному полю. Показано, что в координатах $1/\gamma$ от ρ_{xy} эта зависимость, измеренная для всех образцов в больших полях, отвечает линейной зависимости, наклон которой хорошо согласуется с теоретическими вычислениями, выполненными в низкочастотном пределе [6]. В малых магнитных полях было обнаружено значительное уширение объемной плазменной моды.

2 Экспериментальная работа

2.1 Образцы.

Образцы изготавливались на основе одиночных квантовых ям GaAs / AlGaAs шириной 250Å и 300Å с различной концентрацией двумерных электронов от $1.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $6.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность электронов в этих структурах варьировалась в диапазоне $2.2 - 8.3 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. На поверхности образцов с помощью фотолитографии были изготовлены мезы в форме диска с диаметром 1 мм.

Стрипы (полоски) также изготавливались из высококачественных квантовых ям GaAs/Al_xGa_{1-x}As примерно той же ширины, расположенных на 200 nm ниже поверхности кристалла. Плотность 2D-электронов варьировалась от 0.4 до $2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Длина полосок составляла 1-2мм, а ширина для разных полосок была равна от 2 до 200 мкм. Оба конца полоски заканчивались омическими контактами. Рядом с этими контактами на расстоянии 10 μm расположены металлические затворы, идущие поперек стрипа вдоль поверхности образца (см. схематический рисунок на вставке рис.4). Они служили для возбуждения плазменных волн.

2.2 Установка

Схематическая схема установки показана на рис.1. Использовался криостат с вертикальным направлением магнитного поля. СВЧ вставка с образцом и световодом помещалась во внутренний криостат с вакуумной рубашкой и холодным краном для забора жидкого He из внешней ванны. Магнитное поле в криостате было направлено перпендикулярно поверхности образца. Подача магнитного поля осуществлялась с помощью

шунта. Все спектры фотолюминесценции в магнитном поле измерялись в конфигурации Фарадея (то есть направление наблюдения сигнала было параллельно магнитному полю).

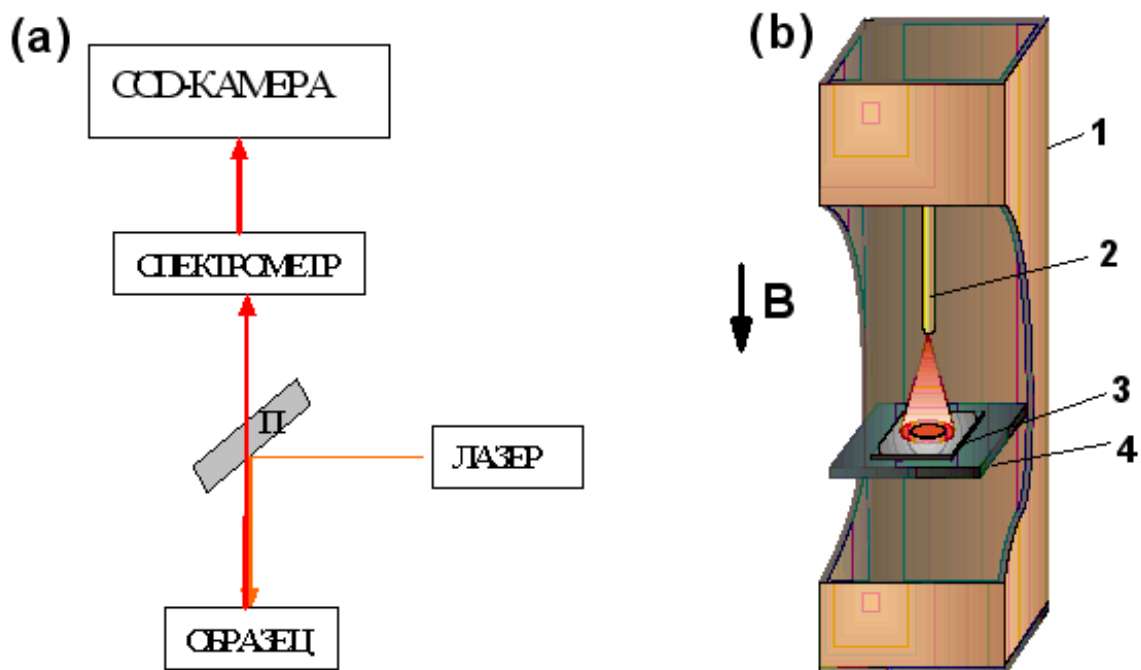


Рис. 1. (а): схематическое изображение установки, П - полупрозрачная пластина (бим-сплитер) (б): изображение вставки с образцом, находящейся в криостате 1 - волновод, подводящий СВЧ; 2-световод, через который осуществляется фотовозбуждение и оптическое детектирование; 3 - образец; 4 - подставка для образца

2.3 Экспериментальная техника.

Для измерения спектров размерного магнитоплазменного резонанса использовался метод оптического детектирования микроволнового поглощения, основанный на высокой чувствительности спектров люминесценции к разогреву системы двумерных электронов [23, 21]. В эксперименте сравнивались спектры рекомбинационного излучения двумерного электронного газа при наличии облучающего СВЧ поля и в его отсутствии. Исследовались дифференциальные (по мощности СВЧ) спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов при температуре $T = 1.5 - 4.2$ К и частотах микроволнового возбуждения в диапазоне частот от 0.6 ГГц. Для фотовозбуждения использовались стабилизированные полупроводниковые лазеры с длиной волны 650-780 нм и мощностями приблизительно 0.1-0.3 мВт. Свет от лазера подводился к образцу с помощью 400-микронного световода, расположенного перпендикулярно к поверхности образца на расстоянии около 1.5 мм, так, чтобы обеспечить равномерное освещение исследуемой структуры расходящимся под углом 0.2 рад. лазерным пучком. Эту односветовдную методику измерения фотолюминесценции иллюстрирует рис. 1). Тот же световод использовался для регистрации сигнала фотолюминесценции, возникающего в результате электрон-дырочной рекомбинации. Оптический сигнал регистрировался высокочувствительным ССД детектором и анализировался с помощью двойного спектрометра со спектральным разрешением 0.03 мЭВ. Типичный спектр рекомбинации двумерных электронов показан на рис.2b.

Источником микроволнового излучения служил генератор НР-83623В. Микроволновое излучение подводилось от генератора к образцу либо по

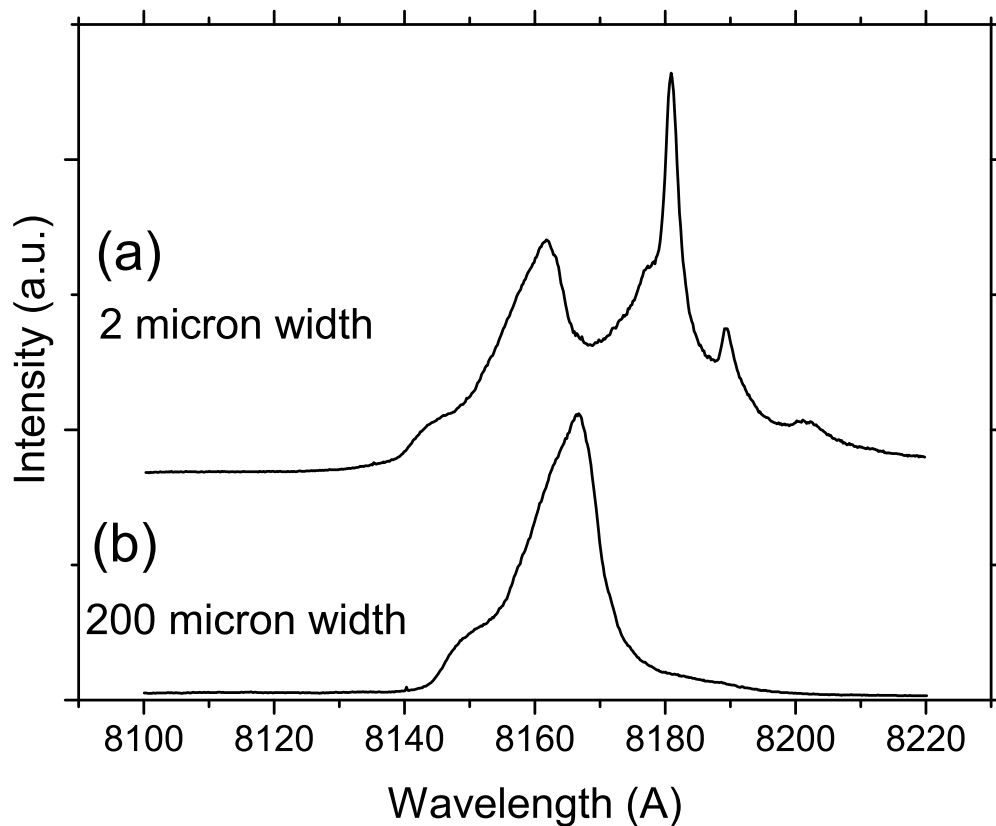


Рис. 2. (a): Спектр люминесценции, измеренный в структуре геометрией полоски длиной 2мм и шириной 2мкм (b): Спектр люминесценции, измеренный в структуре геометрией полоски длиной 2мм и шириной 200мкм

СВЧ- тракту(16мм), либо по коаксиальному СВЧ-кабелю, позволяющему передавать высокочастотную мощность в частотном диапазоне 0-50 ГГц с затуханием менее 5 дБ. Для увеличения частотного диапазона измерений в сторону низких частот, передача СВЧ сигнала с коаксиального кабеля на образец осуществлялась с использованием антенны-резонатора. Мощность микроволнового излучения, подаваемая на вход кабеля, составляла порядка 3-10 мВт, однако большая ее часть отража-

лась на конце коаксиальной линии из-за несогласованности импедансных нагрузок. Абсолютная величина разностного сигнала интегрировалась по всему спектру рекомбинационного излучения, и, определенная таким способом, интегральная интенсивность дифференциального спектра служила мерой интенсивности микроволнового поглощения. В случае, когда сигнал был очень слабым (случай узких полосок), приходилось производить интегрирование лишь той части спектра, где находилась линия двумерной электронной рекомбинации (коротковолновая часть спектра на рис.2а), отрезая тем самым объемную люминесценцию (длинноволновая часть спектра на рис.2а). Исследовалась зависимость измеренной таким способом интенсивности микроволнового поглощения как функции магнитного поля при различных частотах микроволнового возбуждения.

На рис.3а сверху показан типичный спектр излучательной рекомбинации двумерных электронов, измеренный в условиях облучения СВЧ (штриховая линия), и без него (сплошная линия). Снизу показана разница этих двух спектров люминесценции (дифференциальный по СВЧ мощности спектр). Спектры измерены при $T = 4.2\text{K}$ и концентрации двумерных электронов $1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в условиях резонанса (частота $F = 6 \text{ ГГц}$, магнитном поле $B = 130 \text{ мТ}$). Как видно из этого рисунка, резонансное микроволновое поглощение приводит к изменению формы линии рекомбинационного излучения, что связано с разогревом электронной (а также дырочной) системы в результате резонансного поглощения СВЧ мощности. На рис.3б представлены магнитополевые зависимости резонансного поглощения, измеренные на том же образце (диске диаметра $d = 1 \text{ мм}$) для различных частот микроволнового СВЧ возбуждения. Показанные резонансы относятся к основной нижней моде, обладающей

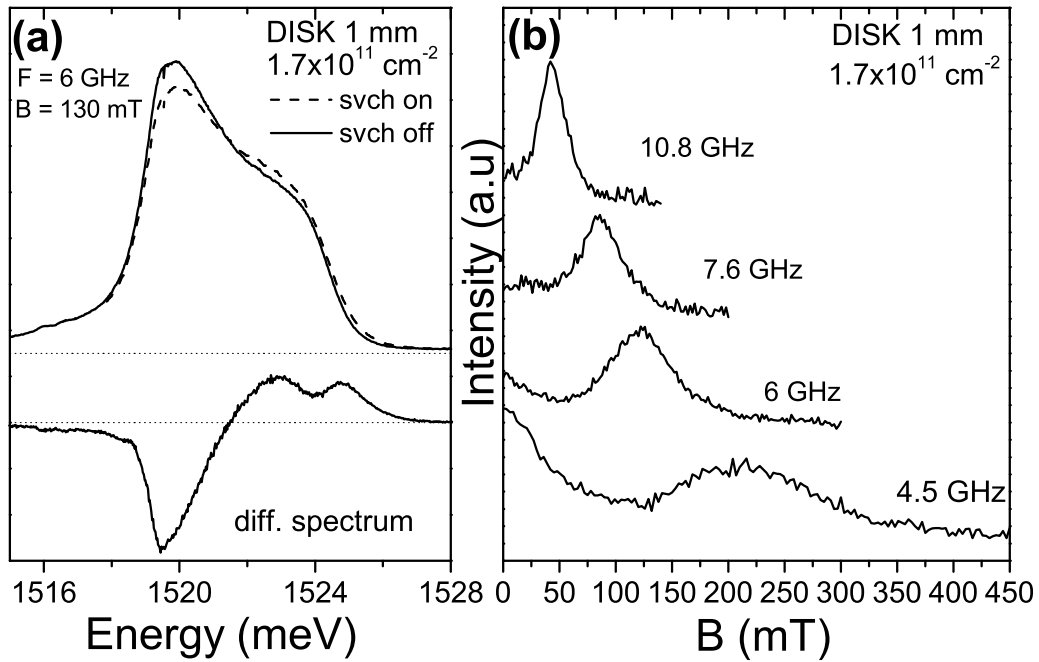


Рис. 3. (а): Спектр люминесценции и дифференциальный по мощности СВЧ спектр излучения, измеренные в структуре геометрией диска диаметра $d = 1$ мм в резонансном магнитном поле $B = 130$ мТ при микроволновом возбуждении с частотой 6 ГГц. Штриховой линией показано как изменяется спектр люминесценции при поглощении СВЧ. Концентрация двумерных электронов $1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (б): Типичные магнитополевые зависимости резонансного поглощения, измеренные в той же структуре, для различных частот микроволнового излучения.

отрицательной магнитодисперсией. Зависимость измеренного таким способом резонансного магнитного поля от частоты микроволнового излучения позволяет построить магнитодисперсию плазменных мод, а также исследовать затухание этих мод, определяемое шириной резонансного контура. При этом считается, что центр контура резонанса в магнитополевой зависимости соответствует центру резонанса по частоте в этом магнитном поле. Такое соответствие не раз проверялось с помо-

щью контактной методики микроволнового возбуждения, использованной в измерениях на стрипах. Где СВЧ сигнал с коаксиального кабеля подавался через дополнительную волновую нагрузку (стриплайн) между противоположными контактами (ohmics) и гейтами. Дополнительная волновая нагрузка обеспечивала одинаковую мощность подающегося на стрип СВЧ сигнала, что позволяло, изменяя частоту при постоянном магнитном поле, напрямую получать положение резонанса. Несколько примеров таких резонансов указано на рис.4

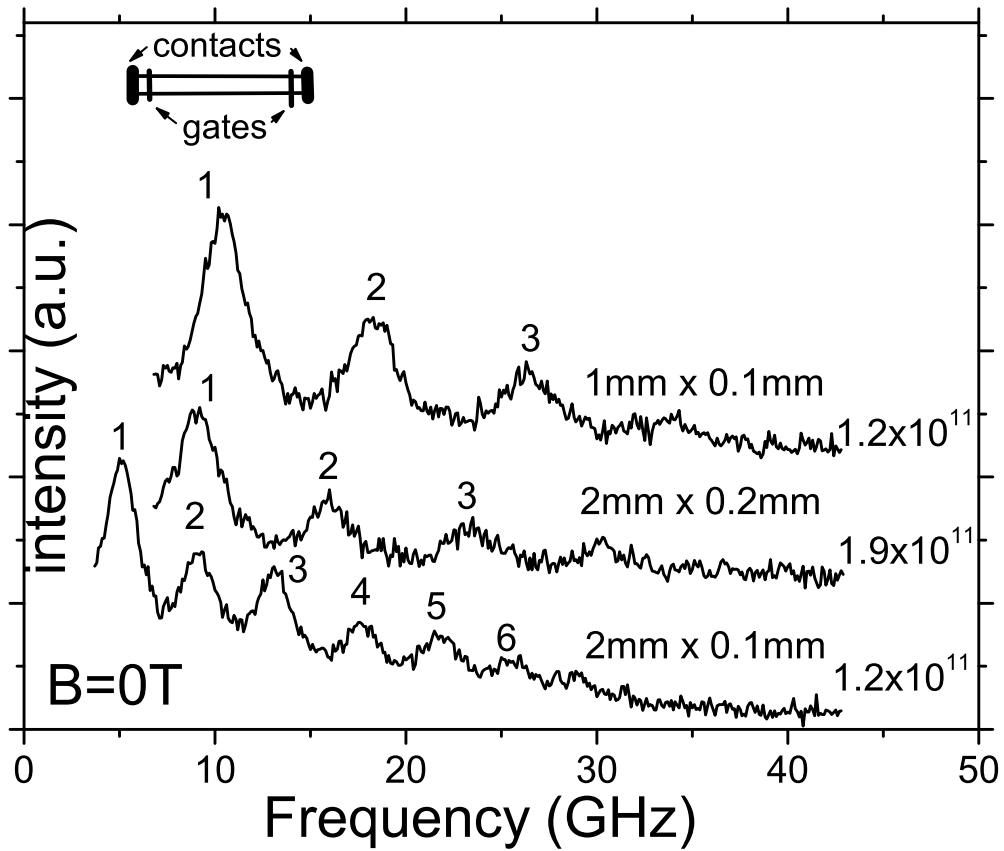


Рис. 4. Спектры микроволнового поглощения, измеренные при $B = 0T$ и $1.5 K$ на стрипах со следующими размерами и электронными плотностями: $2 \times 0.1 \text{ мм}^2$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $2 \times 0.2 \text{ мм}^2$ и $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $1 \times 0.1 \text{ мм}^2$ и $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3 Дисперсия 1D плазмона

3.1 Дисперсия продольных плазменных колебаний в полосках 2D электронного газа

На рис.4 и рис.5 представлено несколько спектров поглощения стрипов с различными длинами, ширинами и электронными концентрациями.

Фундаментальной характеристикой этих спектров является их периодичная структура. Обычно видно от 4 до 6 резонансных пиков поглощения, расположенных на равных расстояниях друг от друга. Исключение составляют самые лишь самые узкие полосы. Т.к. регистрируемое комбинационное излучение 2D-электронов прямо пропорционально площади стрипа, для регистрации более высоких резонансов не хватало чувствительности. Эти резонансные пики соответствуют размерным плазменным резонансам, т.е. стоячим плазменным волнам вдоль длины стрипа с волновыми числами $K = \pi N/L$. Где L - длина стрипа и N - квантовое число равное $1, 2, 3 \dots$. Наблюдаемая периодичность находится в соответствии с линейной дисперсией 1D-плазмона, которая несколько нарушается, как мы увидим, для узких полосок. Расстояние между пиками резонансного поглощения, зависящее как от электронной плотности, так и от размеров стрипа, является мерой скорости плазмона. Заметим, что согласно дипольной аппроксимации [25, 26] однородное микроволновое поле может возбуждать моды лишь с нечетным числом N . В нашем эксперименте гейт, представляющий собой тонкую металлическую полоску, проходящую на расстоянии 200nm от 2D-электронной системы, создает сильно неоднородное поле. Мы наблюдали и четные и нечетные моды, хотя нечетные моды действительно возбуждались сильнее. На рис.4 и рис.5 первая мода превосходит по величине все остальные. А вторая меньше или равна третей. Исключение составляет самый узкий стрип, где к неоднородности внешнего поля добавляется неоднородность электронного профиля.

На рис.6 представлена дисперсия, полученная из спектра поглощения в полоске размерами $2 \text{ nm} \times 0.1 \text{ nm}$ и электронной плотностью $1.2 \cdot$

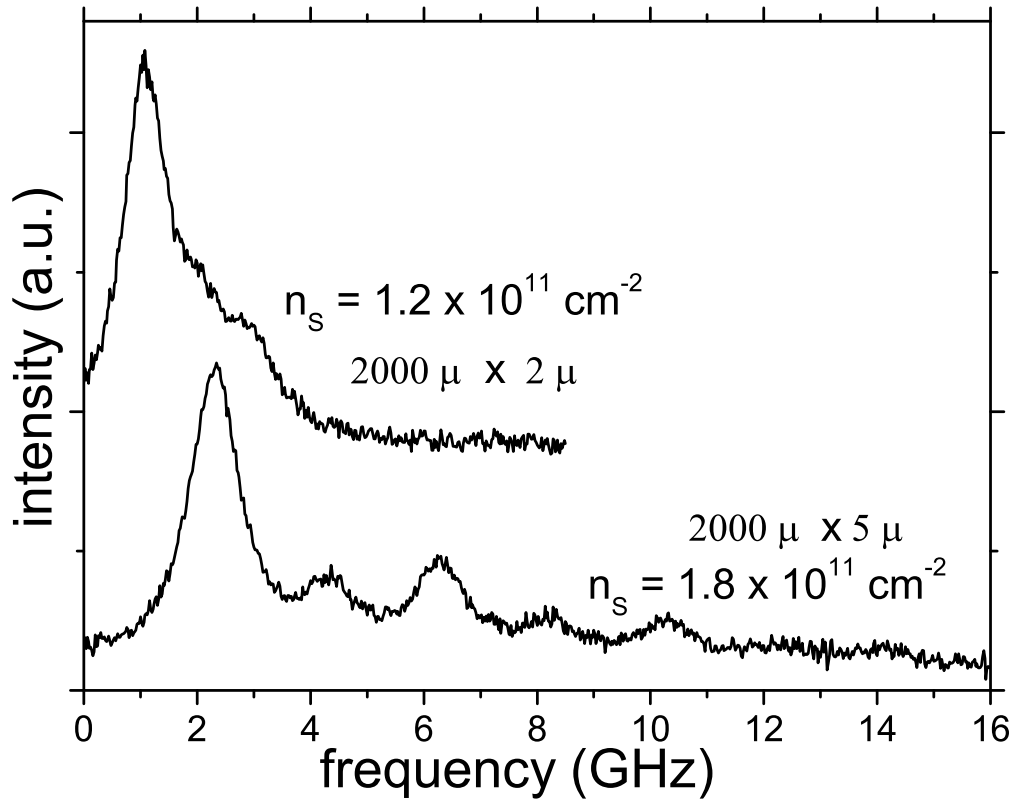


Рис. 5. Спектры микроволнового поглощения, измеренные при $B = 0$ и 1.5 К на стрипах со следующими размерами и электронными плотностями: $2 \times 0.002\text{мм}^2$ и $1.2 \cdot 10^{11}\text{см}^{-2}$; $2 \times 0.005\text{мм}^2$ и $1.8 \cdot 10^{11}\text{см}^{-2}$;

10^{11} см^{-2} .

Волновой вектор плазмона был посчитан с учетом номера моды из соотношения $K = \pi N/L$. Для сравнения приводится дисперсия 2D плазмона при той же концентрации электронов. В пределе малых волновых векторов $K < 1/W = 100 \text{ см}^{-1}$ (W - ширина стрипа), спектр плазменных колебаний в стрипе действительно сильно отклоняется от корневого закона дисперсии 2D плазмона. Экспериментальные точки хорошо ложатся на линейную дисперсионную зависимость с наклоном близким к

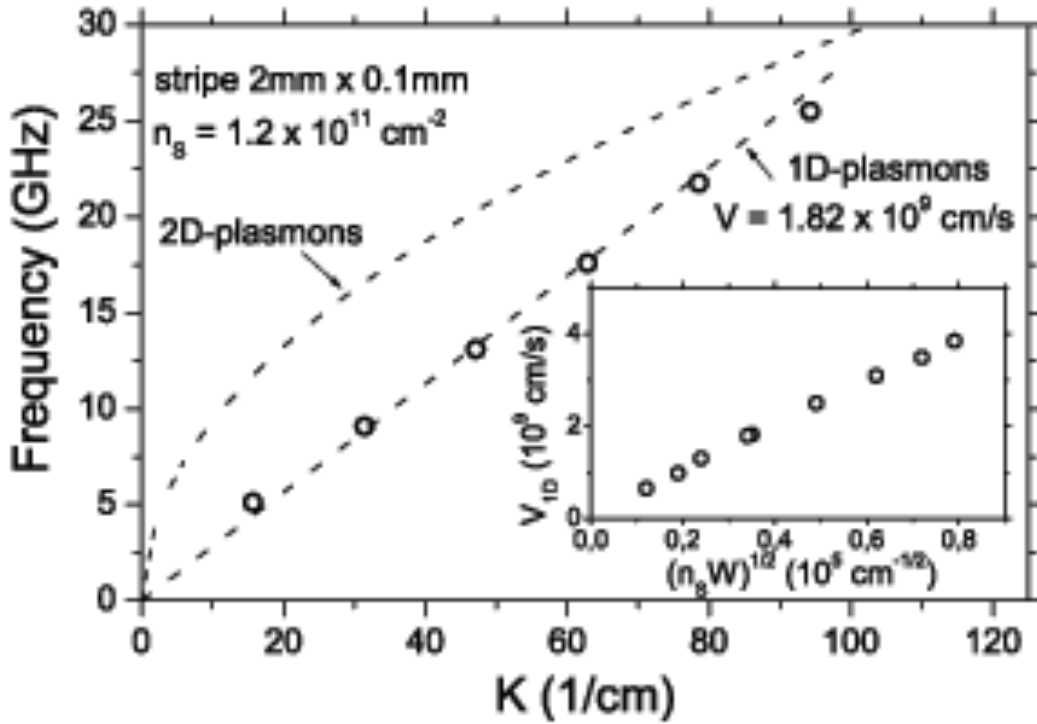


Рис. 6. Дисперсия плазмона, померенная на стрипе с размерами $2 \times 0.1 \text{ мм}^2$ и электронной плотностью $1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дисперсии 2D-плазмонов и 1D-плазмонов (в пределе малых волновых векторов $KW \ll 1$), предсказываемые теорией для сравнения также представлены на рисунке. Наблюдаемая линейная дисперсия указывает нам на то, что мы измеряем дисперсию 1D-плазмона со скоростью $1.82 \cdot 10^7$ м/с. На вставке изображена экспериментальная зависимость скорости 1D плазмона v_{1D} в единицах 10^9 см/с от параметра $(n_s W)^{1/2}$.

$1.8 \cdot 10^7$ м/с. Мы приходим к заключению, что макроскопическая одиночная полоска является подходящим объектом для исследования спектра 1D плазмонов и его модификации при изменении геометрии и электронной плотности. Заметим, что в пределе больших волновых векторов $K \gg 1/W = 100 \text{ см}^{-1}$ дисперсия плазменных колебаний в стрипе будет стремиться к дисперсии краевого плазмона с частотой составляющей

примерно 0.9 частоты 2D плазмона [6]. Слабое, но систематическое отклонение вниз от линейной зависимости для волновых векторов, близких по величине к $1/W$ (рис.6), говорит в пользу этих теоретических представлений. Проанализировав поведение фундаментальной моды ($N=1$) в полосках с разными размерами, мы еще раз убеждаемся в одномерности наблюдаемых плазменных колебаний.

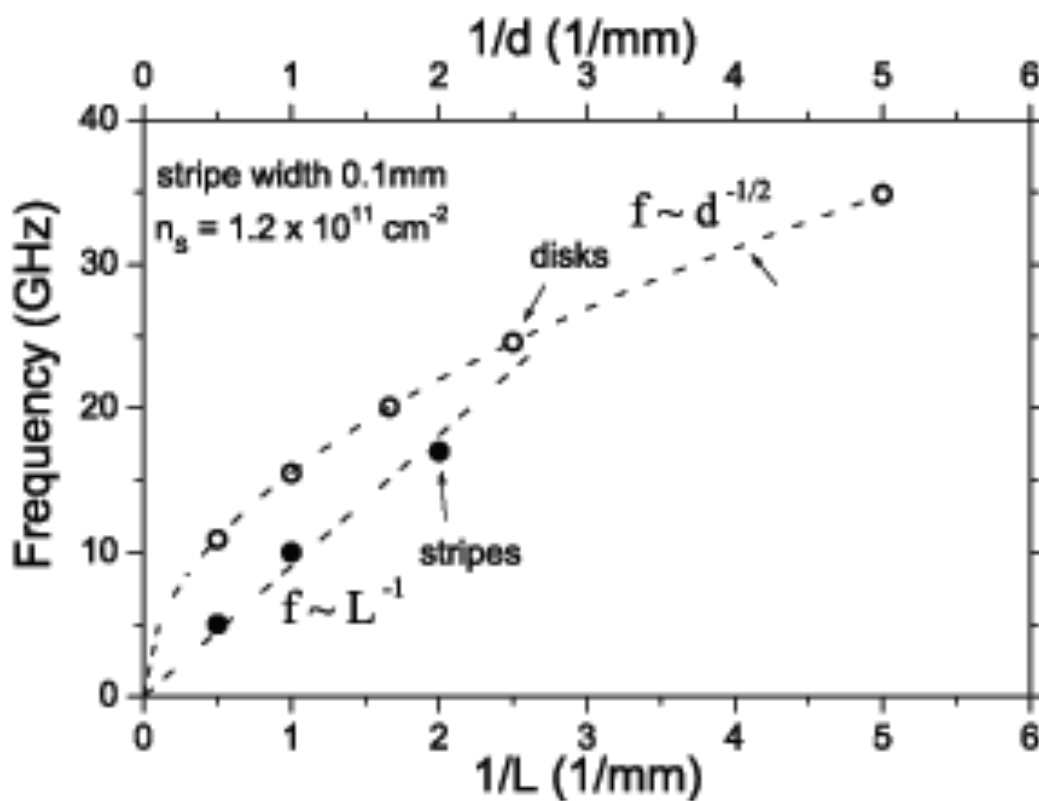


Рис. 7. Частота фундаментальной моды в мезах формы диска, как функция диаметра диска d , а также в стрипах шириной 0.1мм, как функция их длины L при концентрации $1.2 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$.

На рис.7 представлена зависимость частоты фундаментальной моды от обратной длины стрипа в пределе $L \gg W$, которая тоже оказывается линейной, что и ожидалось для 1D плазмона. Для сравнения на этом

графике отложена та же зависимость для фундаментальной моды размерных плазменных колебаний в мезах с геометрией диска и найдена корневая зависимость, т.к. плазменные колебания носят в этой системе 2D характер.

3.2 Логарифмическая поправка в дисперсии 1D-плазмона

Скорость наблюдаемых 1D плазмонов зависит от плотности электронов и ширины стрипа, но не зависит от его длины. Аналитическое выражение для дисперсии 1D дисперсии существует, но лишь в пределе $K \ll 1/W$:

$$\omega^2 = (2n_S W e^2 / \epsilon^{eff} m^*) K^2 [\ln(8/KW) - 0.577]. \quad (1)$$

Где n_S и m^* - электронная концентрация и эффективная масса, а $\epsilon_{eff} = (1 + \epsilon_{GaAs})/2$ - эффективная диэлектрическая проницаемость (среднее между вакуумом и GaAs). Эта формула содержит логарифмическую поправку к прямой пропорциональности между частотой и волновым вектором магнитоплазмона. На рис.6 представлена кривая, посчитанная с помощью ур-я (1) в пределе малых волновых векторов ($K \ll 1/W$). Логарифмическая поправка довольно слаба, и даже в некоторых теоретических работах ею иногда пренебрегают [16]. На вставке рис.6 представлена зависимость скорости 1D плазмона v_{1D} как функция параметра $(n_S W)^{1/2}$. С учетом слабости логарифмической поправки ур-е (1) качественно хорошо описывает в пределах ошибки измерений линейную зависимость. Претендовать на количественное описание уравнение (1) может, если заменить $\ln(8/KW)$ на константу примерно равную 1.7-1.8. Но когда отношение длины полоски к ее ширине достигает 50 можно уверенно заявить что ур-е (1) выполняется (количественно описывает экспериментально наблюдаемую дисперсию 1D плазмона) и логарифмический член необходимо учитывать. Это утверждение иллюстрирует рис.8, где в логарифмических координатах отложена та же дисперсионная зависимость, но во всем измеренном диапазоне L/W .

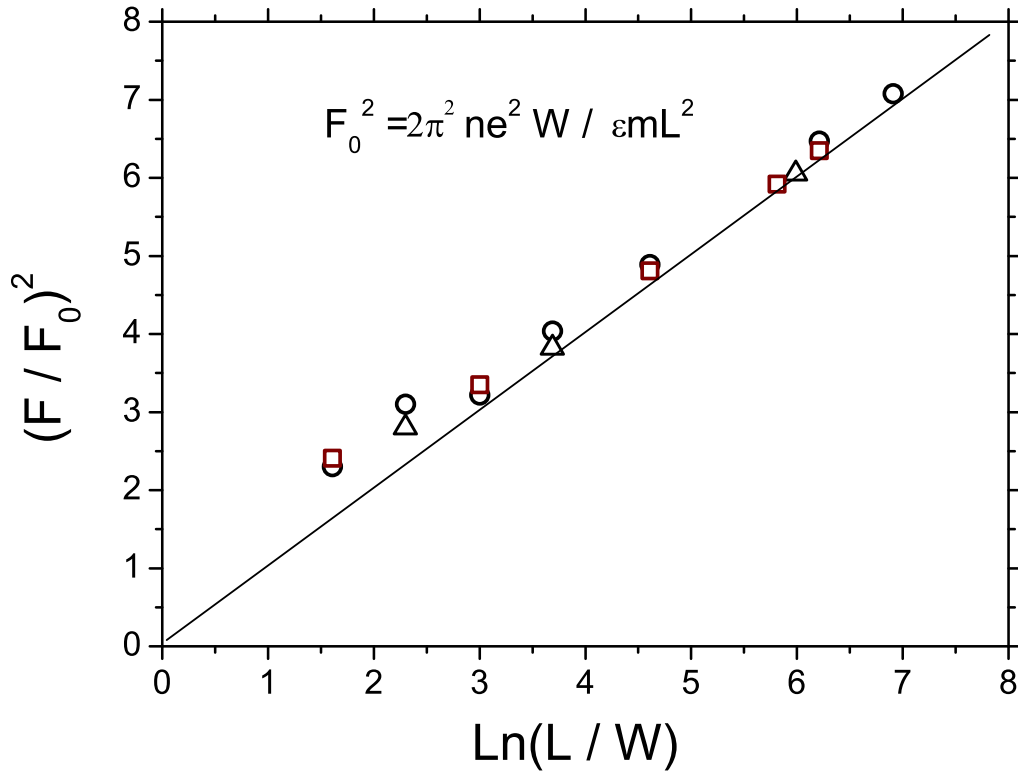


Рис. 8. Сводный экспериментальный график, в котором построена зависимость нормированной плазменной частоты от $\ln(L/W)$, измеренная на стрипах с отношением длины к ширине L/W от 5 до 1000, иллюстрирующая совпадение теоретической(1) и экспериментальной дисперсионной зависимости 1D плазмона.

3.3 Зависимость энергии продольных и поперечных плазменных колебаний в стрипе от магнитного поля

Помимо продольных мод, описанных выше, существуют так же поперечные, которые соответствуют колебаниям зарядовой плотности поперек стрипа. Мы исследовали поперечную моду, помещая образец в СВЧ-тракт и разворачивая магнитное поле при фиксированной частоте микроволнового излучения, как описано в методике измерения дисков.

И продольная и поперечная моды значительно модифицируются при приложении перпендикулярного к поверхности стрипа магнитного поля. На рис.9 представлена экспериментальная зависимость резонансной плазменной частоты обеих фундаментальных мод от магнитного поля. В дальнейшем мы будем использовать термины поперечная и продольная мода, хотя, строго говоря, ненулевое магнитное поле перемешивает движение зарядовой плотности в x и y направлениях. В нулевом магнитном поле продольная мода лежит гораздо ниже по энергии, чем поперечная, что является прямым следствием 1D квантования спектра плазмона. Частота поперечной моды колебаний от магнитного поля зависит как

$$\omega^2 = \omega_{T,0}^2 + \omega_c^2. \quad (2)$$

В этом выражении $\omega_{T,0}$ - частота нижней поперечной моды с волновым вектором $K = \pi/W$, $\omega_{CR} = eB/m^*c$ - циклотронная частота. Примерное аналитическое выражение для $\omega_{T,0}$ дает $(2\pi^2 n_s e^2 / \epsilon^* m_e W)^{1/2}$. Более аккуратный количественный расчет дает числовой множитель перед этой формулой примерно равный 0.85 [25]. Значение $\omega_{T,0}$ при $B = 0T$ находится в хорошем согласии как с теорией, так и с предыдущими исследованиями [24]. Как видно из рис.9, частота поперечной моды быстро увеличивается с магнитным полем и в поле 0.1-0.2Т вплотную приближается к частоте циклотронного резонанса.

Продольная мода напротив убывает с ростом магнитного поля и видна вплоть до 0.8Т. Согласно теории [7], магнитодисперсия продольной плазменной моды задается ур-м:

$$\omega^2 = \omega_{L,0}^2 / (1 + \omega_c^2 / \omega_{T,0}^2), \quad (3)$$

где $\omega_{L,0}$ - частота нижней продольной плазменной моды при $B = 0T$.

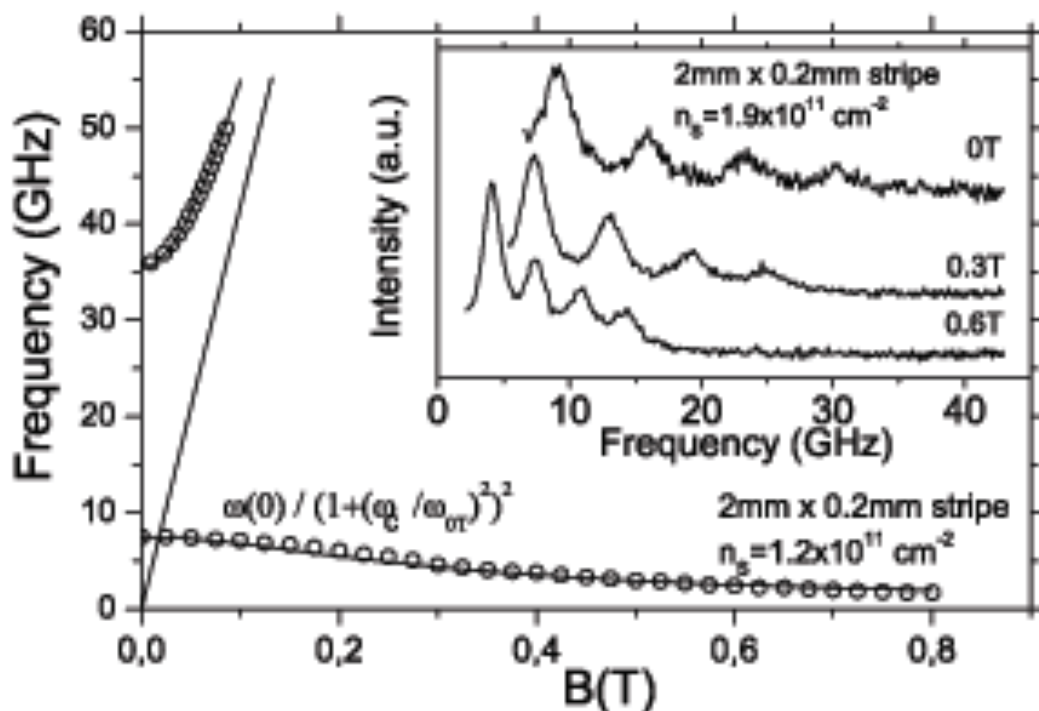


Рис. 9. Магнитодисперсия фундаментальных поперечной и продольной мод в полоске 2D электронного газа длиной 2 мм, шириной 0.2мм и с концентрацией электронов $1.2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$. Теоретические зависимости, посчитанные из ур-й (2) и (3) обозначены сплошными линиями. Пунктиром обозначена частота циклотронного резонанса. На вставке показаны спектры поглощения в различных магнитных полях (0, 0.3 и 0.6Т) стрипа тех же размеров, но с более высокой электронной плотностью $1.9 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$.

Показанная на рис.9 экспериментальная зависимость была аппроксимирована с помощью (3). При этом варьировалась величина $\omega_{T,0}$. Наилучшая аппроксимация была достигнута при значении $\omega_{T,0}=90\text{ГГц}$, что почти в три раза больше, чем эта же величина померенная нами в маленьких магнитных полях (рис.9). Ур-е (3) выведено в предположении о том, что профиль электронной концентрации представляет собой полуэллипс. Это предположение в нашем случае априори является неверным, т.к.

в полоске шириной 0.2мм электронный профиль является однородным, за исключением края мезы, где происходит резкое уменьшение до нуля электронной плотности на расстоянии меньше микрона. Несоответствие между реальным и модельным распределением электронной плотности, вероятно, объясняет это количественное расхождение с [7].

3.4 Затухание 1D-плазмона

На вставке рис.9 представлено несколько спектров поглощения, измеренных в различных магнитных полях, для такой же (как на которой была измерена магнитодисперсия рис.9) полоски, но с большей концентрацией $1.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Уменьшение частоты фундаментальной моды с увеличением магнитного поля так же видно и для больших концентраций. Но гораздо более интересным является заметное ее сужение с увеличением магнитного поля. Такое свойство проявляют краевые магнитоплазмоны [7, 6]. Сужение резонансов подтверждает, что в больших полях продольные плазменные колебания локализуются на краю образца, поэтому нет ничего удивительного в том, что магнитодисперсия этой моды должна зависеть от профиля электронной плотности на краю образца.

На рис.10 продемонстрирована магнитодисперсия не только фундаментальной моды, но и продольных плазменных мод более высокого порядка. Измерения были выполнены на стрипе размерами $2 \times 0.2 \text{ mm}^2$ и концентрацией $1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Плазменные моды, лежащие выше фундаментальной, демонстрируют схожую с ней магнитодисперсионную зависимость. Они так же хорошо аппроксимируются с помощью уравнения (3) с подгоночным параметром $\omega_{T,0}$ от 90 до 120ГГц. На вставке рис.10

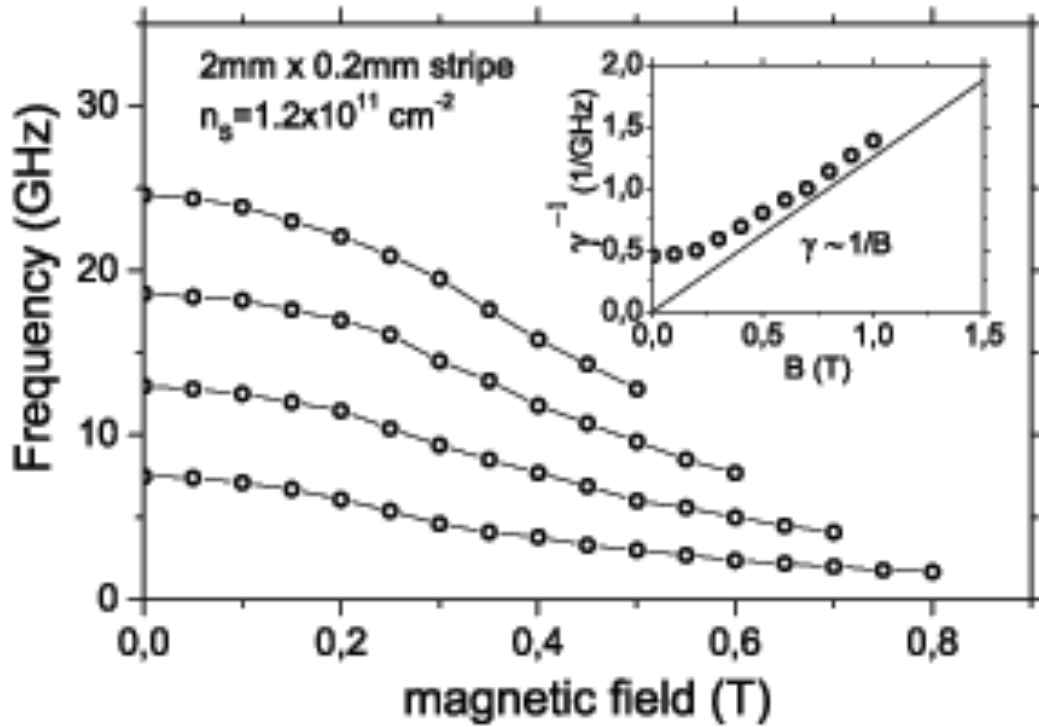


Рис. 10. Магнитодисперсия фундаментальной продольной моды и мод более высокого порядка в полоске 2D электронного газа длиной 2 мм, шириной 0.2мм и с концентрацией электронов $1.2 \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$. Вставка демонстрирует зависимость ширины линии фундаментальной моды от магнитного поля.

представлена зависимость ширины резонансной линии фундаментальной моды γ от величины магнитного поля. Эта экспериментальная зависимость качественно описывается формулой

$$\gamma^2 = \gamma(0)^2 / (1 + \omega_C^2 / \omega_{0T}^2). \quad (4)$$

Где $\gamma(0)$ - ширина линии в нулевом магнитном поле. Величина $\omega_{T,0}$ снова использовалась как подгоночный параметр. Для этой величины мы получили выглядящее разумно на фоне предыдущих аппроксимаций значение 110ГГц. Заметим, что наблюдаемая $1/B$ зависимость для ширины линии противоречит теоретической $1/B^2$ зависимости, наблюдаемой в

[7]. Это расхождение частично может, как и ранее, быть объяснено неэллиптичностью профиля электронной плотности. Более приближенная к эксперименту модель, когда электронный профиль имеет вид ступеньки, дает для $\gamma(B)$ в разных пределах зависимости $1/\ln(B)$ от $1/B$ [6].

4 Затухание магнитоплазменных колебаний в 2D электронных дисках

4.1 Зависимость энергии плазменных колебаний в дисках от магнитного поля.

На рис.11 представлены типичные для наших экспериментов зависимости резонансных частот от магнитного поля для двух основных мод: краевой, идущей вниз с увеличением магнитного поля, и объемной, с увеличением магнитного поля стремящейся к циклотронному резонансу. Эти моды, возникающие из-за ограничения размера, в результате смешивания циклотронной и плазменной мод, впервые наблюдались в работе [1]. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром d , частоты верхней и нижней магнитоплазменных мод, в [1] описываются следующим выражением:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (5)$$

где $\omega_{CR} = eB/m^*c$ - циклотронная частота, а ω_p - частота плазменных колебаний в диске в нулевом магнитном поле, которая в отсутствие эффектов запаздывания определяется [21]:

$$\omega_p^2 = (4.8\pi n_s e^2)/(m^* \epsilon_{eff} d) \quad (6)$$

На рис.11 сплошной линией проведена теоретическая зависимость (5),(6), которая при малых n_s и d хорошо описывает экспериментально найденные положения резонансных линий (рис.11b). Однако при увеличении концентрации важную роль начинают играть эффекты запаздыва-

ния [21]. Как показано на рис. 11а и было показано в [21] запаздывание приводит к тому, что в нулевом поле плазменные моды начинаются ниже плазменной частоты (6).

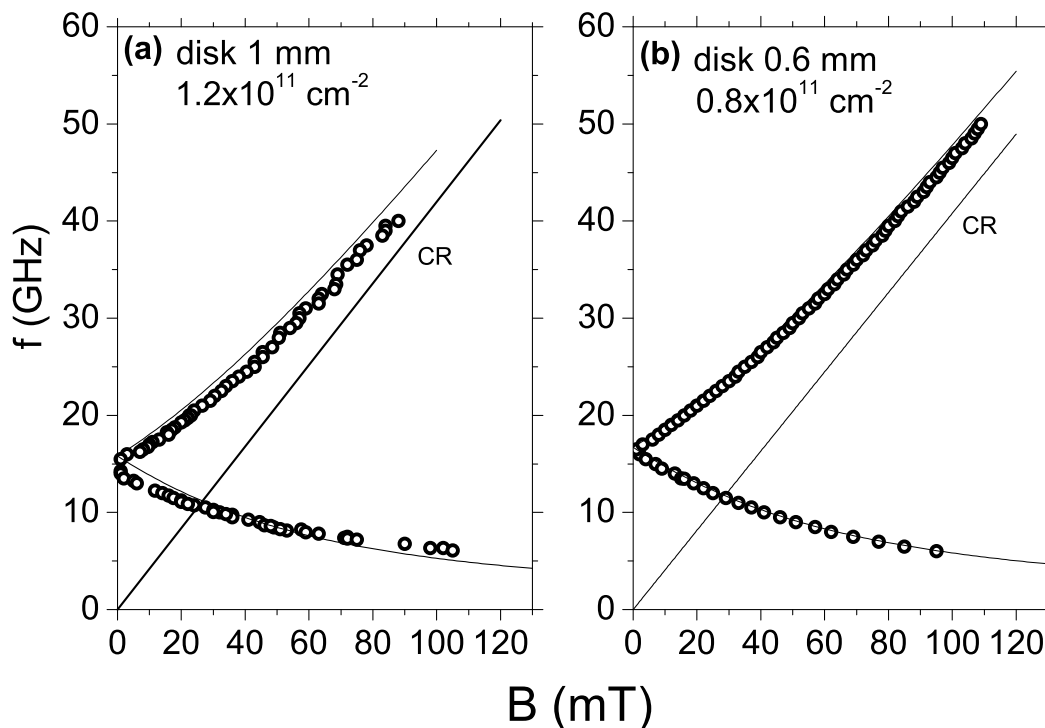


Рис. 11. : Магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения различных магнитоплазменных мод, измеренных в различных дисковых структурах. Сплошной линией проведена теоретическая зависимость (5). Концентраций двумерных электронов n_s и диаметры дисков: (а) $n_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 1 \text{ мм}$; (б) $n_s = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $d = 0.6 \text{ мм}$

Запаздывание связано с тем, что фазовая скорость плазмона становится сравнимой со скоростью света. Скорость краевого магнитоплазмона быстро убывает с увеличением магнитного поля. Поэтому следовало бы ожидать, что теоретическая кривая (5) с ростом магнитного поля начнет хорошо описывать экспериментальную зависимость. Пересечение

теоретической и экспериментальной зависимостей частоты нижней моды от поля действительно происходит в районе 50 мТл (рис.11а,рис.12а,b).

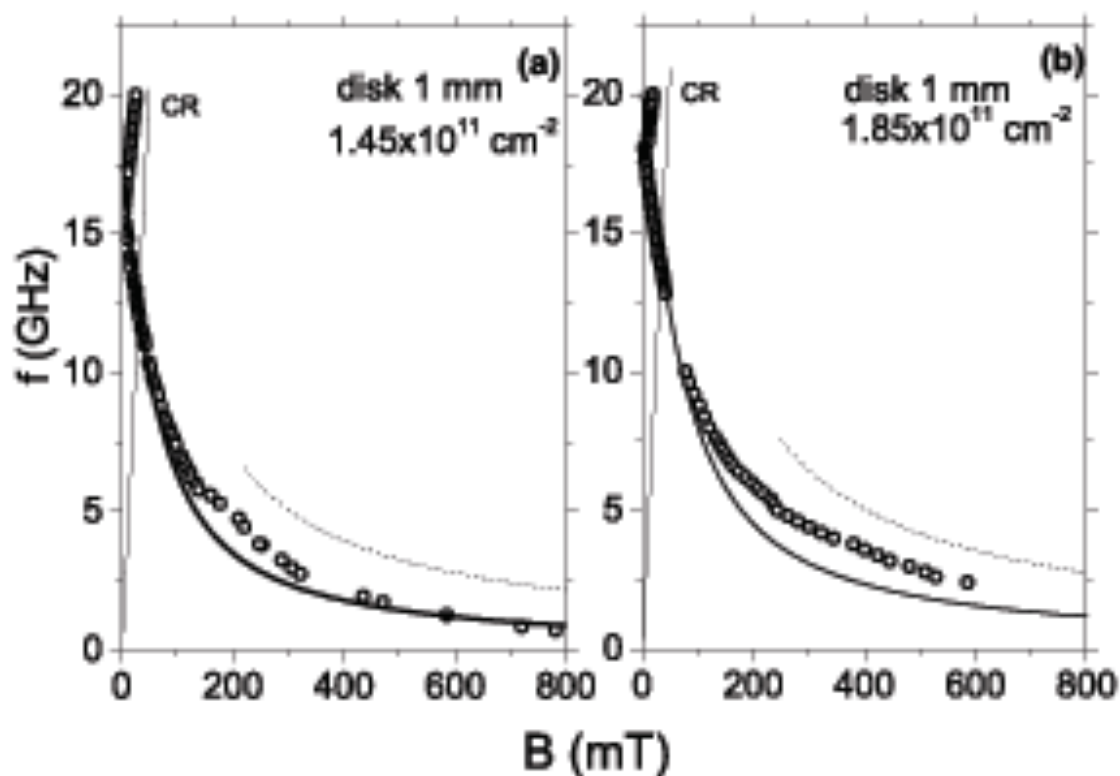


Рис. 12. Магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения краевых магнитоплазменных мод, измеренных в различных дисковых структурах. Сплошной линией проведена теоретическая зависимость (5). Штриховой линией обозначена теоретическая зависимость (7). Концентраций двумерных электронов n_s и диаметры дисков: (a) $n_s = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 1 \text{ мм}$; (b) $n_s = 1.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; $d = 1 \text{ мм}$

Но дальше экспериментальная кривая идет выше зависимости (5). При продвижении в область более высоких полей ($\omega_{CR} \gg \omega_p$), где зависимость частоты КМП от магнитного поля (5) ведет себя как проводимость, происходит еще одно пересечение теоретической зависимости (5) с экспериментальной кривой рис.2b. Такое поведение означает, что частота

краевого магнитоплазмона падает с полем быстрее σ_{xy} . В низкочастотном пределе такое отклонение от прямо пропорциональной зависимости между частотой краевого магнитоплазмона и σ_{xy} наблюдалось в [12], что находилось в согласии с более ранними экспериментами на поверхности He [27]. В этом же пределе теория [6] предсказывает слабое отклонение от прямой пропорциональности, но логарифмическая поправка, введенная в этой работе, дает еще более пологую зависимость плазменной частоты от магнитного поля, представленную на рис.12 штриховой линией. Штриховая кривая была рассчитана из формулы [6]:

$$\text{Re } \omega(q_y) = \frac{4q_y enc}{Bd\epsilon_{eff}} \ln \left(\frac{5.436}{\pi} \omega_{CR\tau^*} \ln \left(\frac{5.436}{\pi} \omega_{CR\tau^*} \right) \right) \quad (7)$$

где $\tau^* = m^* \mu / e$.

4.2 Холловская проводимость, как мера ширины краевых магнитоплазменных резонансов.

Предпосылкой к измерению ширин плазмонов в дисках явилась работа [28], изложенная выше, в которой было измерено затухание 1D-плазмона, а возбуждающий СВЧ-сигнал подавался на образец через гейты. Отсутствие контактной методики передачи СВЧ-сигнала на образец не позволило наблюдать резонанс при фиксированном магнитном поле, меняя частоту. Померенная на полувысоте ширина резонанса в магнитном поле умножалась на наклон магнитодисперсии. Таким образом вычислялось значение ширины линии $\gamma(B)$ в резонансном поле B .

На рис.13 представлена сводная зависимость обратной ширины нижней плазменной моды $1/\gamma(B)$ от $\rho_{xy} = B/enc$. В маленьких магнит-

ных полях ширина линии зависит от характеристик конкретной структуры, мобильности электронов, толщины спейсера. В больших полях ширина краевого магнитоплазмона зависит только от недиагональной компоненты проводимости. Теория [6] в низкочастотном пределе $\omega\tau^* \ll 1$ предсказывает:

$$Im\omega_- = -\frac{\pi q\sigma_{xy}}{\epsilon_{eff}} \quad (8)$$

Где $q=2/d$ — волновой вектор краевого магнитоплазмона, определяемый периметром диска. Теоретическая зависимость (8), проведенная на рис.13 сплошной линией, с учетом большой погрешности методики измерений дает неплохое согласие между экспериментальным и теоретическим наклонами прямой. При построении теоретической прямой учитывалось только электронное рассеяние. Радиационное рассеяние не учитывалось, т.к. в тех полях, где проявляется эта линейная зависимость диагональная компонента тензора сопротивлений велика по сравнению с волновым сопротивлением вакуума и радиационными потерями можно пренебречь [13]. Экспериментально такая зависимость ширины магнитоплазменного резонанса от магнитного поля наблюдалась в единичной экспериментальной работе [9], где из-за недостатков методики открытого резонатора измерения проводились крайне неохотно. Полученные в [9] результаты находят лишь в качественное согласие с формулой (8) и не могут претендовать на универсальность. Более поздние и подробные исследования [10, 12] в условиях КЭХ и вовсе ставят под сомнение прямую зависимость затухания КМП от Холловской проводимости. Неубедительность методики измерений [12] обсуждалась нами во введении. Техника проходного резонатора [11], использованная в [10], также вызывает у

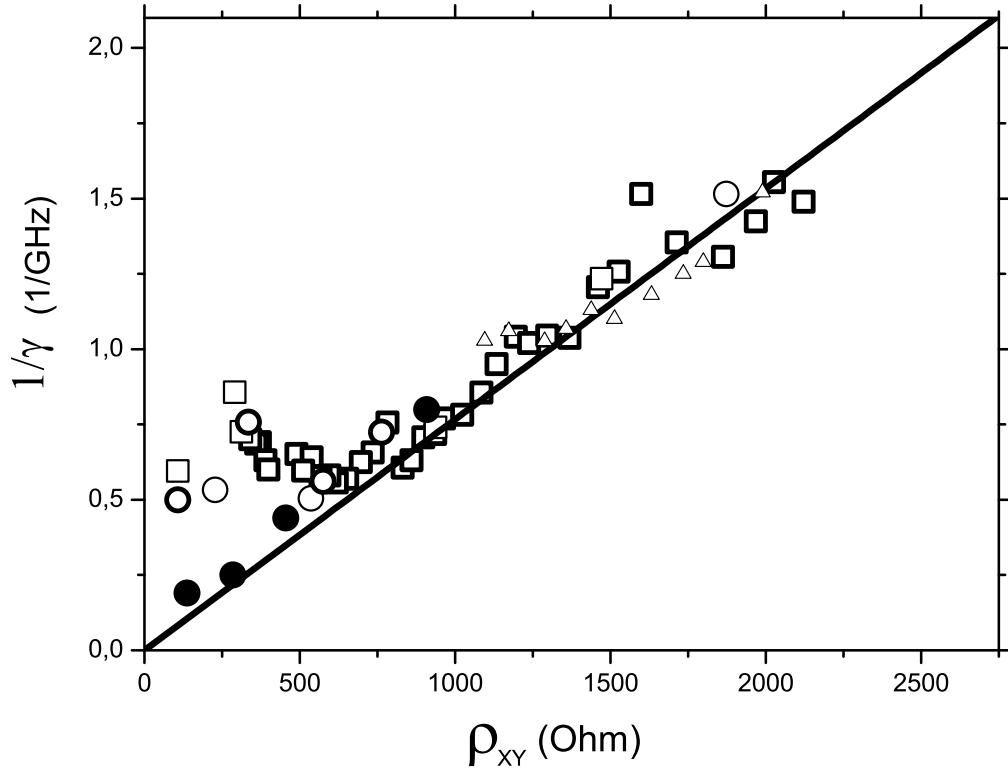


Рис. 13. Сводная зависимость обратной ширины нижней плазменной моды $1/\gamma(B)$ от $\rho_{xy} = B/enc$. Разными символами обозначены экспериментальные данные, полученные для образцов с различными значениями подвижностей и концентраций. Сплошной линией обозначена теоретическая зависимость (8).

нас недоверие. Она основана на детектировании пропускания микроволнового излучения через 2D-электронную систему. Пропускание само по себе сильно зависит от того, насколько близко по полю от центра Холловского плато находится система. В некоторых работах [29] электронная система, играющая роль резонатора, вообще перестает пропускать, когда значение магнитного поля не соответствует Холловскому плато. Т.е. само пропускание системы, из которого потом находится ширина линии, скорее всего сильно зависит от величины σ_{xx} , что, возможно, и приводит

к противоречивым результатам. Вот почему впервые найденная нами универсальная экспериментальная зависимость $\gamma(\sigma_{xy})$ является важным шагом к пониманию природы затухания магнитоплазмонов, а также открытием принципиально нового инструмента для изучения Холловской проводимости.

4.3 Затухание циклотронной моды магнитоплазменных колебаний.

Для объемной моды, измерение которой производилось в малых магнитных полях и высоких частотах, радиационное рассеяние становится существенным. Затухание объемной моды описывается [13]:

$$Im\omega_+ = -\frac{\Gamma + \gamma}{2} \left(1 + \frac{\omega_{CR}/2}{\left[\left(\frac{\omega_{CR}}{2} \right)^2 + \omega_p^2 \right]^{1/2}} \right) \quad (9)$$

Где Γ - радиационное, а γ -столкновительное затухание.

Без учета радиационного рассеяния теория [13] предсказывает уширение линии не более чем в два раза. Что и наблюдается в на образцах с малой концентрацией и сильным столкновительным затуханием рис.14a,b.

Радиационное излучение пропорционально 4й степени частоты дипольной плазменной моды и в нулевом магнитном поле описывается формулой [13, 30]:

$$\Gamma_0 = \frac{\epsilon_{eff}^{3/2} d^3 \omega_p^4}{9\pi c^3} \propto n_s^2 d \quad (10)$$

А объемный магнитоплазмон имеет положительную магнитодисперсию, что приводит к резкому росту радиационного вклада в ширину линии

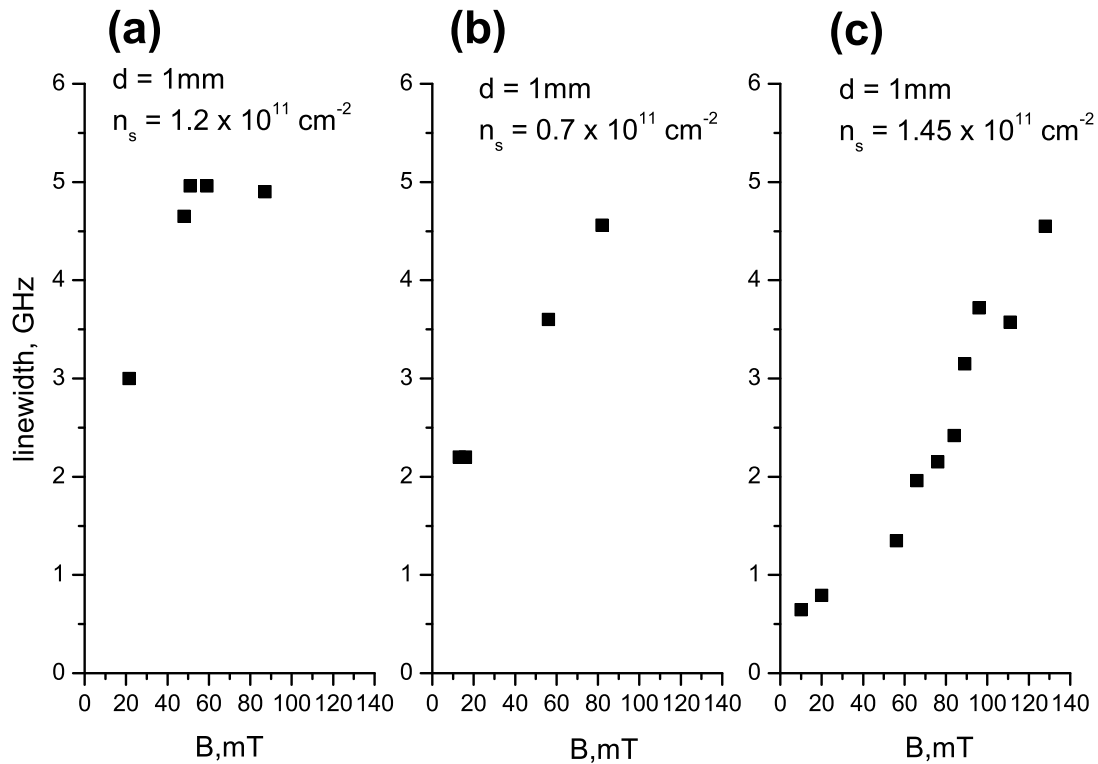


Рис. 14. Экспериментальная зависимость ширины верхней объемной плазменной моды $\gamma(B)$ от магнитного поля для образцов с разными значениями подвижностей и концентраций двумерных электронов n_s : (a) $n_s = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (b) $n_s = 0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$; (c) $n_s = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$;

с увеличением магнитного поля. Этот эффект позволил на образце с наименьшим затуханием (экспериментально наблюдаемая ширина линии в нулевом магнитном поле 0.5 ГГц) пронаблюдать уширение линии на порядок (рис.14с). Недостаточно высокая концентрация и подавляющий вклад столкновительного затухания (ширина линии в нулевом поле 2-3 ГГц) не позволяли ранее наблюдать значительное уширение объемной моды.

4.4 Изменение резонансного контура магнитоплазменных колебаний при понижении температуры. Переход к режиму КЭХ.

На рис.15 показано как изменяется магнитополевая зависимость резонансного спектра поглощения при понижении температуры.

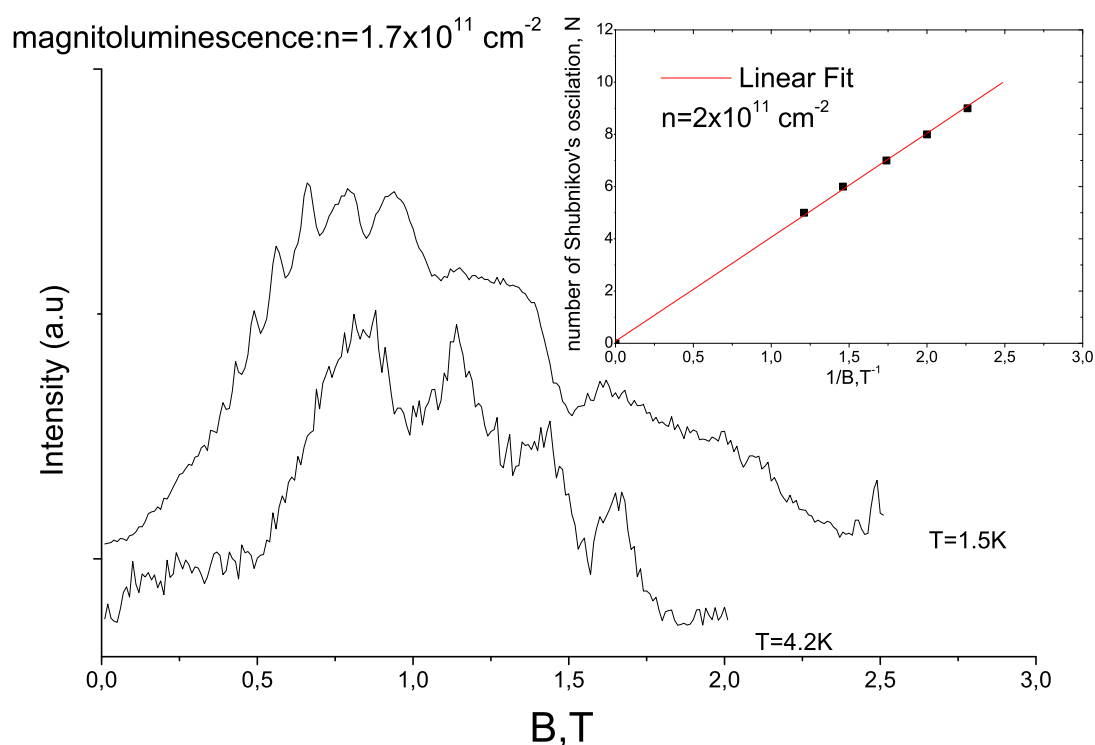


Рис. 15. Типичные магнитополевые зависимости резонансного поглощения измеренные на одной и той же дисковой структуре диаметра $d = 1\text{мм}$ при одной одинаковой мощности и частоте микроволнового возбуждения 1.2 ГГц при температурах (а) 1.5 К ; (б) 4.2 К ; На вставке представлена зависимость номера Шубниковских осцилляций от магнитного поля, в котором наблюдаются максимумы этих осцилляций. Сплошной линией проведена линейная аппроксимация, из которой независимо была посчитана концентрация 2D электронов $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Основной резонанс лежащий в поле 0.85Т относится к КМП. Видно, что при уменьшении температуры резонанс уширяется, а на его склоне отчетливо видны осцилляции. Обработка этих осцилляций, представленная на вставке, показала, что это Шубниковские осцилляции, отвечающие осцилляциям проводимости с концентрацией $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что чуть больше концентрации полученной из магнитолюминесценции методом описанным в [31]. Такое расхождение может объясняться тем, что в достаточно больших полях КМП локализуется на краю образца, поэтому дифференциальный сигнал не равен нулю, только для фотолюминесценции на краю образца. А при освещении обедняющим лазером из тонкого световода, ось которого направлена в центр диска, концентрация на краю может быть больше средней концентрации которая определяется из магнитолюминесценции. Таким образом, нами впервые методом оптического детектирования магнитоплазменного резонанса были обнаружены Шубниковские осцилляции, что дает новый независимый способ определения концентрации, который, возможно, является более адекватным для измерения концентрации при нашей методике измерения КМП. Такое измерение концентрации возможно устранил некоторые особенности магнитодисперсии КМП в 2D электронных дисках. FFT-анализ осцилляций дает результат $n_s = 1.87 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Отметим, что обнаруженная нами универсальная связь между шириной линии резонансного микроволнового поглощения КМП и холловской проводимостью наблюдается вплоть до достаточно сильных магнитных полей $B=1\text{T}$, что позволяет при $T=1\text{-}2\text{K}$ достигать режим квантования холловского сопротивления. В этой связи возникает принципиальная возможность исследовать проявление квантования холловской проводи-

мости по квантованию ширины КМП - резонансов. Такие исследования могут дать ответ о причине квантования холловского сопротивления и разделить объемный и краевой вклады в КЭХ. Кроме того, поскольку в режиме КЭХ вблизи края образца возникают несжимаемые квантовые полосы, число которых определяется фактором заполнения, то мы надеемся исследовать в режиме КЭХ проявление этих несжимаемых полосок в спектрах КМП. Уширение линии КМП возможно связано с расталкиванием краевых мод, образованных в каждой из таких полосок.

5 Заключение

Таким образом, в настоящей работе нами методом оптического детектирования были экспериментально исследованы магнитополевые зависимости частот резонансного возбуждения в 2D электронных системах с дисковой и стриповой геометрией. В одиночных стрипах были обнаружены плазменные колебания с линейной дисперсией, характерной для 1D плазмонов. Исследована зависимость скорости 1D-плазмона от концентрации 2D электронов, геометрии стрипа и магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности стрипа. Большинство измерений находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами. Исключение составляет зависимость ширины резонансных линий от магнитного поля и магнитодисперсия продольных колебаний. Это расхождение может быть отчасти устранено расчетом полоски с более реалистичным профилем электронной концентрации.

В резонансных спектрах дисков исследовались два типа мод: высокочастотные объемные магнитоплазменные возбуждения, стремящиеся

в больших магнитных полях к частоте циклотронного резонанса, и лежащие ниже по энергии краевые магнитоплазменные моды. Качественно было проанализировано изменение поведения краевой моды с увеличением магнитного поля при переходе от высокочастотного предела к низкочастотному. В структурах, для которых эффекты запаздывания играют важную роль, обнаружено выталкивание нижней плазменной моды вверх. Экспериментально показано, что в больших полях затухание краевых магнитоплазмонов для всех образцов зависит только от недиагональной компоненты проводимости как $1/\sigma_{xy}$. Показано, что в полях, для которых применима классическая электродинамика, теория [6] хорошо описывает затухание магнитоплазмонов. Исследовано затухание объемной плазменной моды в магнитном поле. Впервые в одиночном диске выявлен существенный вклад радиационного рассеяния в ширину объемного магнитоплазменного резонанса.

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю Игорю Владимировичу Кукушкину за внимание и помощь в работе, а также Губареву С. И., Ковальскому В.А., Парахонскому А.Л., Кулику Л.В., Кирпичеву В.Е. за помощь в работе и полезные замечания. Я глубоко признателен всему коллективу ЛНЭП ИФТТ РАН за теплое отношение и деловую атмосферу.

Список литературы

- [1] S.J.Allen, H.L.Stormer, J.C.M.Hwang, Phys.Rev.B 28, 4875 (1983).
- [2] D. B. Mast, A. J. Dahm, A. L. Fetter, Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).

- [3] D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams Phys. Rev. Lett. 54, 1710 (1985).
- [4] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 64, 788 (1990).
- [5] A. L. Fetter, Phys. Rev. B 33, 5221, (1986).
- [6] Волков В. А., Михайлов С. А., ЖЭТФ 94, 217 (1988).
- [7] I. L. Aleiner, Donxiao Yue, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B 51, 13467, (1995).
- [8] Говорков С.А., Резников М.И., Медведев Б.К., Мокеров В.Г., Сеничкин А.П., Тальянский В.И. , Письма в ЖЭТФ 45, 252 (1987).
- [9] Волков В.А., Галченков Д.В., Галченков Л.А., Гродненский И.М., Матов О.Р., Михайлов С.А. , Письма в ЖЭТФ 44, 510 (1986).
- [10] V. I. Talyanskii, M. Y. Simmons, J. E. F. Frost, M. Pepper, D. A. Ritchie, A. C. Churchill, and G. A. C. Jones, Phys. Rev. B 50, 1582-1587 (1994).
- [11] Тальянский В.И., Батов И.Е., Медведев Б.К., Коттхауз И., Вассермайер М., Виксфорд А., Вайманн Дж., Шлап В., Никель Х., Письма в ЖЭТФ 50, 196 (1989).
- [12] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. West , Phys. Rev. B 45, 3894 (1992).
- [13] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B 54, 10335-10338 (1996).

- [14] G. Eliasson, J. Wu, P. Hawrylak, and J. J. Quinn, Solid State Communication 60, 41 (1986).
- [15] S. Das Sarma and W. Y. Lai, Phys. Rev. B32 1401 (1985).
- [16] В.И. Фалько, Д.Е. Хмельницкий ЖЭТФ 95, 1988 (1989).
- [17] A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner, J. S. Calleja, B. S. Dennis, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. 67 3298 (1991).
- [18] T. Demel, D. Heitmann, P. Grambow, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. 66 2657 (1991).
- [19] E. Ulrichs, G. Biese, C. Steinebach, C. Schuller, D. Heitmann, and K. Eberl, Phys. Rev. 56 12760 (1997).
- [20] W. Que, Phys. Rev. B43 7127 (1991).
- [21] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing and W. Wegscheider, Phys.Rev.Lett. 90, 156801 (2003).
- [22] 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).
- [23] B. M. Ashkinadze and V. I. Yudson, Phys.Rev.Lett. 83, 812 (1999).
- [24] E. Vasiliadou, G. Muller, D. Heitmann, D. Weiss, K. v. Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Losch, Phys. Rev. B48, 17145 (1993).
- [25] for instance in S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova, Phys. Rev. B 71, 35320 (2005).

- [26] C. Dahl, F. Brinkop, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, J. H. English, M. Sundram, *Solid State Comm.* 80, 673 (1991).
- [27] E. Y. Andrei, D. C. Glatti, F. I. B. Williams and M. Heiblum, *Surf. Sci.* 196, 501 (1988).
- [28] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii, S. I. Gubarev, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* 72, 161317-161320 (2005).
- [29] M. Wassermeier, J. Oshinowo, J. P. Kotthaus, A. H. MacDonald, C. T. Foxon and J. J. Harris *Phys. Rev. B* 41, 10287-10290 (1990).
- [30] Richard P. Leavitt and J. W. Little, *Phys. Rev. B* 34, 2450-2457 (1986).
- [31] I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, *Adv. Phys.* 45, 147 (1996).