

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)  
Институт физики твердого тела РАН

«Экспериментальное исследование плазменных  
возбуждений в сильно-экранированных двумерных  
электронных системах»

(Выпускная квалификационная работа)

студента 222 группы  
Меняйлова М.А.  
научный руководитель  
к.ф.-м.н. Муравьев В.М.

Черноголовка 2016

# Оглавление

Оглавление	1
<b>1 Введение</b>	<b>3</b>
<b>2 Литературный обзор</b>	<b>5</b>
2.1 Введение . . . . .	5
2.2 Двумерные плазменные волны в кремнивых МОП-структурах	5
2.3 Зависимость частоты магнитоплазменного возбуждения от магнитного поля . . . . .	6
2.4 Исследования магнитоплазменных возбуждений на элек- тронах над жидким гелием . . . . .	7
2.5 Сильно экранированные магнитоплазмоны в высококаче- ственных гетероструктурах . . . . .	9
2.6 Теоретические работы, описывающие сильноэкранирован- ное магнитоплазменное возбуждение . . . . .	11
<b>3 Цель работы</b>	<b>13</b>
<b>4 Экспериментальная методика</b>	<b>14</b>
4.1 Образцы . . . . .	14
4.2 Экспериментальная установка и методика проведения из- мерений . . . . .	15
<b>5 Обработка экспериментальных данных</b>	<b>17</b>

5.1	Метод обработки . . . . .	17
5.2	Краевой магнитоплазмон в образце с диаметром 150 мкм .	19
5.3	Дисперсия сильноэкранированного магнитоплазменного воз- буждения . . . . .	21
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>23</b>
<b>7</b>	<b>Список литературы</b>	<b>24</b>

# 1. Введение

Низкоразмерные электронные системы - крайне важная и актуальная тема в современной физике. Проводящиеся уже достаточно долгое время исследования двумерных электронных систем, квантовых проводов и квантовых точек позволили найти и объяснить целый ряд интереснейших явлений и свойств этих систем, что открывает еще больший простор для дальнейшего их изучения и применения в различных областях электроники. Одним из ярчайших примеров такого рода является квантовый эффект Холла, дробный и целочисленный, явно определяющий физическую величину, состоящую только из фундаментальных констант, квант сопротивления  $\frac{h}{e^2} = 25813,801$  Ом, определенный точно для целей метрологии.

Это стало возможным благодаря прогрессу, достигнутому в области изготовления микроструктур: увеличилось их качество, подвижность носителей заряда, что сделало возможным создание и изучение таких систем, подогрев тем самым интерес к данному направлению исследований. Перспективным материалом в плане экспериментального исследования являются полупроводниковые гетероструктуры на основе GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ , образцы из которого и используются в данной работе.

Кроме того отдельным интересом представляются исследование и описание коллективных возбуждений в низкоразмерных системах. Многими уникальными и особенными свойствами также обладают и волны зарядовой плотности, плазмоны. Их дисперсия легко меняется изменени-

ем концентрации носителей или приложением внешнего перпендикулярного магнитного поля, что обеспечивает широкий спектр их возможного применения в различных электронных компонентах.

Одним из интересных направлений в этой области является исследование плазмонов в экранированных электронных средах. В магнитном поле дисперсия плазмона распадается на две ветки: объемную, имеющую положительную производную по магнитному полю, и краевую, невозрастающую по магнитному полю. Дисперсии мод в экранированных системах имеют ряд отличий от неэкранированного случая. Например, её пространственная дисперсия имеет линейный характер, а не корневой. Также имеет значение расстояние между экраном и двумерной электронной системой. Более того, в одной из теоретических работ было показано, что частота краевой моды при больших значения магнитного поля не должна стремиться к нулю, как в случае неэкранированной двумерной электронной системы. Было проведено множество экспериментов, исследующих эту моду, где в качестве двумерных электронных систем использовались как элетроны над поверхностью жидкого гелия, так и электроны в гетеропереходах полупроводников, но нигде не было прямо выявлено какого-либо проявления этого свойства.

Данная работа представляет собой экспериментальное исследование краевой магнитоплазменной моды в образцах с гетеропереходом  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в форме дисков разных диаметров.

## 2. Литературный обзор

### 2.1 Введение

Плазма - полностью или частично ионизированный электронейтральный в целом газ, состоящий тем самым из носителей положительных и отрицательных зарядов. Но не всякую систему заряженных частиц можно назвать плазмой. Важно, чтобы характерный радиус взаимодействия между частицами был больше характерного расстояния между частицами, так чтобы на поведение отдельной частицы влиял сразу целый коллектив других частиц. Это условие важно для возникновения коллективных эффектов, которыми и характеризуется плазма.

Такое понятие применяется и к твердому телу, где отрицательными носителями являются электроны, а положительными - ионный остов. Крайне интересным для изучения являются плазменные возбуждения возникающие в двумерные электронные системы.

### 2.2 Двумерные плазменные волны в кремниевых МОП-структурах

В работе [1] Алленом были проведены измерения спектра поглощения кремниевой МОП-структуры с напыленным решеточным затвором, что позволило зафиксировать волновой вектор возбуждения. Пример такого

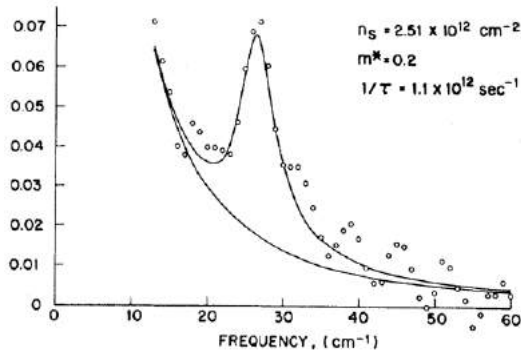


Рис. 2.1: Спектр поглощения кремниевой МОП-структуры с напыленным решеточным затвором

спектра приведен на рисунке 2.1. Сплошная нижняя линия соответствует поглощению в случае применения теории Друде. Однако, видно, что в спектре возникает пик, который и соответствует возбуждению двумерной плазменной волны в системе. Также им было показано, что данное возбуждение имеет корневой спектр (2.1), предсказанный Штерном в его работе [2].

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \epsilon_0 \epsilon(q)} \quad (2.1)$$

где  $n_s$  концентрация двумерных элеткронов,  $m^*$  - эффективная масса электрона, для GaAs, например, это 0,067 массы свободного электрона,  $\epsilon(q)$  - эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

### 2.3 Зависимость частоты магнитоплазменного возбуждения от магнитного поля

Позже Алленом [3] было исследовано поведение двумерных плазменных возбуждений в зависимости от магнитного поля, магнитодисперсии, на этот раз на основе гетерроструктур GaAs/ AlGaAs, из которых был изготовлен массив двумерных дисков. Оказалось, что спектр, представленный на рисунке 2.2 расщепляется на две ветви: циклотронную и краевую

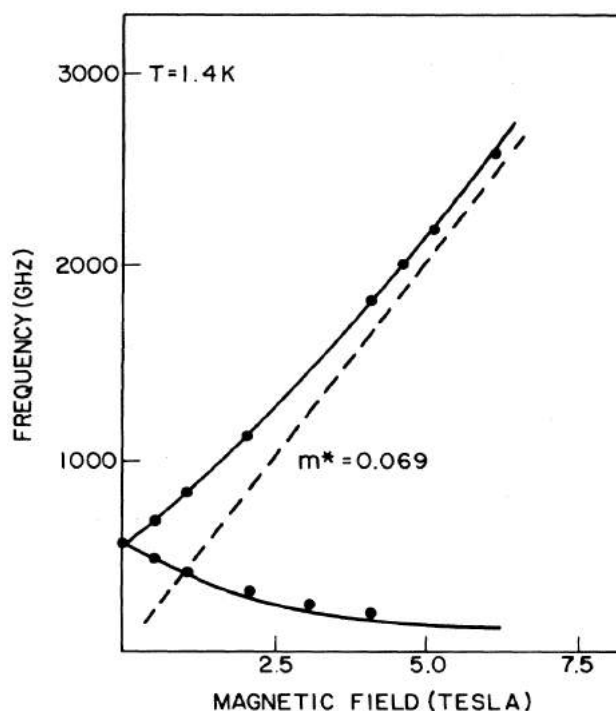


Рис. 2.2: Магнитодисперсия плазменных мод в образце в форме диска моды. В пределе больших полей циклотронная мода стремится к частоте циклотронного резонанса, а краевая мода стремиться к нулю как  $\frac{1}{B}$ . Так же ими были предложена теоретическая модель (2.2) поведения данных мод в магнитном поле откуда следовали данные асимптотики.

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_c^2}{4}} \quad (2.2)$$

где  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$  - циклотронная частота.

## 2.4 Исследования магнитоплазменных возбуждений на электронах над жидким гелием

Кроме гетероструктур двумерные электронные системы можно создавать над поверхностью жидкого гелия. Первое наблюдение плазменных возбуждений в двумерных системах производилось именно в системе



электронов над жидким гелием Граймсом и Адамсом [4]. Вследствие специфического устройства экспериментальных установок металлический затвор находился на близком расстоянии от электронной системы. Так что возникающие в них магнитоплазменные возбуждения можно считать экранированными. Одной из классических работ в смысле изучения

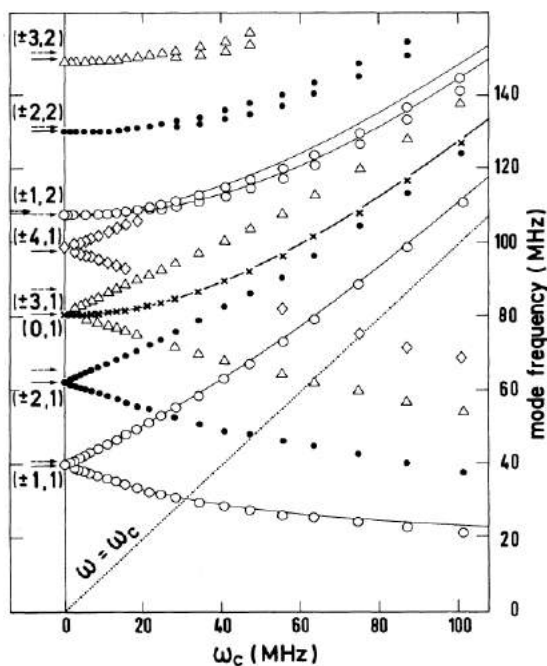


Рис. 2.3: Магнитодисперсия плазменных мод в электронных над жидким гелием с отношением радиуса ячейки к расстоянию до затвора порядка 10

экранированных магнитоплазмонных является работа Глаттли [5]. В ней исследовались магнитоплазменные возбуждения электронов в цилиндрической ячейке радиусом 9 см и высотой 2 см. Магнитодисперсии различных кратных мод в данной системе представлена на рисунке 2.3. Положения плазменных в нулевом магнитном поле соответствуют теоретическим расчетам Феттера из работы [6].

## 2.5 Сильно экранированные магнитоплазмонны в высококачественных гетероструктурах

Магнитоплазменные возбуждения с близким расположением затвора к двумерной электронной системе также изучались на высококачественных гетероструктурах GaAs/ AlGaAs. Строго говоря, вид спектра (2.1) определяется также и эффективной диэлектрической проницаемостью, стоящей в знаменателе. В упрощенном виде ее можно представить как в (2.3)

$$\epsilon(q) = \frac{1 + \epsilon \coth(qd)}{2} \quad (2.3)$$

где  $d$  - это расстояние до затвора. Что вместе с (2.1) и условием сильной экранировки  $qd \ll 1$  дает

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{n_s e^2 d}{m^* \epsilon \epsilon_0}} q \quad (2.4)$$

Спектр перестраивается и становится линейным. Это было исследовано в работе Муравьева[7] для объемных веток плазменных мод, и был получен акустический вид дисперсии, представленный на рисунке 2.4. Похожее исследование проводилось и в работе Губарева [8]. Но там еще

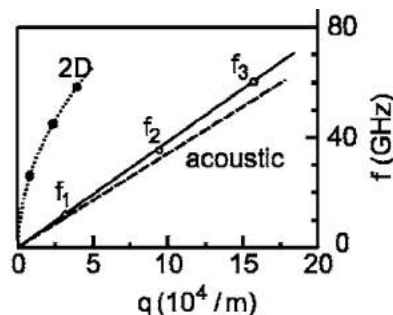


Рис. 2.4: Дисперсия сильно-экранированного плазменного возбуждения были померяны краевые плазменные ветки и показано, что в относительно больших магнитных полях спектр объемных плазменных веток

начинает иметь квадратичный характер (нижняя правая вставка на рисунке (2.5)). Это можно легко объяснить, используя формулу (2.2), вынеся циклотронную частоту из под корня и разложившись до первого порядка:

$$\omega_p(q) = \frac{\omega_c}{2} + \frac{\omega_c}{2} \sqrt{\frac{4 * \omega_p^2}{\omega_c^2} + 1} \approx \omega_c + \frac{\omega_p^2}{\omega_c} = \omega_c + \frac{\hbar q^2}{2m_p} \quad (2.5)$$

Так что можно ввести массу для данных плазмонов, которая будет линейно зависеть от магнитного поля:

$$m_p = \frac{\hbar \epsilon_0 \epsilon}{2n_s e d} B \quad (2.6)$$

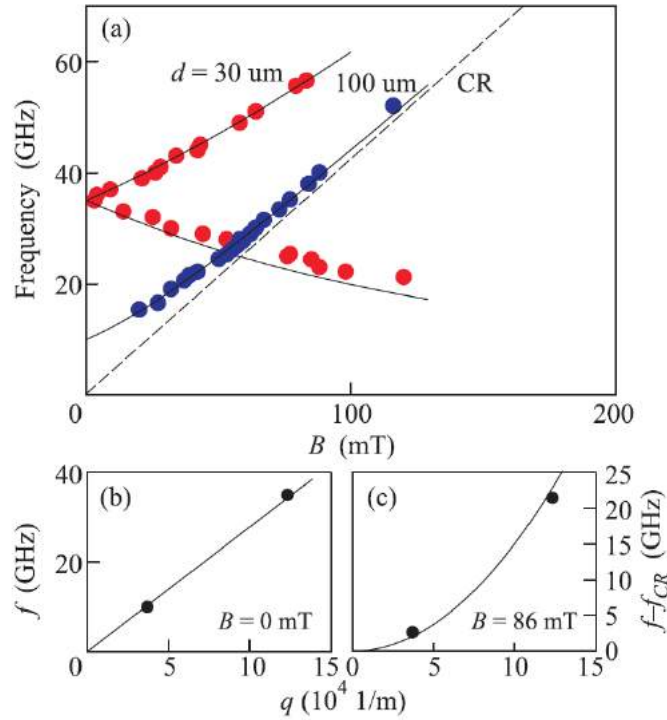


Рис. 2.5: Магнитодисперсии для образцов с различным диаметрами дисков. Вставка слева внизу: дисперсия моды в нулевом магнитном поле. Вставка справа внизу: дисперсия моды в конечном поле 86 мТ

Кроме того проводились временно-разрешенные измерения в больших магнитных полях, что представлено на рисунке 2.6 из работы Житинева [9]

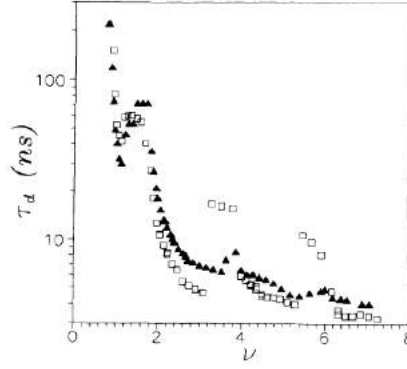


Рис. 2.6: Время задержки прохождения сигнала через образец от фактора заполнения

Но ранее не проводилось исследований, где пытались сшить два режима больших и малых магнитных полей для сильноэкранированных плазменных возбуждений.

## 2.6 Теоретические работы, описывающие сильноэкранированное магнитоплазменное возбуждение

В фундаментальной работе Волкова и Михайлова [10] проведено теоретическое описание поведения краевого магнитоплазмона при сильном экранировании:

$$\omega_p(q) = -\frac{2q\sigma_{xy}}{\epsilon(q)}\pi\sqrt{\frac{d}{l_0}(\beta+1)} - \frac{i}{2\pi}, \quad l_0 \gg d \quad (2.7)$$

$$l_0 = \frac{2\pi n_s e^2}{m^* \epsilon(q) \omega_c^2} \quad (2.8)$$

где величина  $l_0$  - имеет физический смысл характерной длины локализации заряда у края образца, и (2.7) выполняется пока эта длина много больше расстояния до затвора,  $\sigma_{xy}$  - недиагональный элемент тензора проводимости,  $\beta$  - некая константа в данных условиях. Тогда в больших

магнитных полях, так как  $\sigma_{xy} \sim \frac{1}{B}$ , а  $l_0 \sim \frac{1}{\omega_c^2} \sim \frac{1}{B^2}$ , то при подстановке в формулу (2.7) получаем, что  $\omega_p(q) \sim const$ , т.е. не зависит от магнитного поля, но не стремится к нулю. Такой же результат был получен Феттером [6] при гидродинамическом рассмотрении двумерной электронной системы в перпендикулярном магнитном поле при сильном экранировании, когда отношение расстояния до затвора к характерному диаметру системы много меньше единицы. Выход на постоянное значение для краевых магнитоплазменных мод можно рассмотреть на рисунке 2.7.

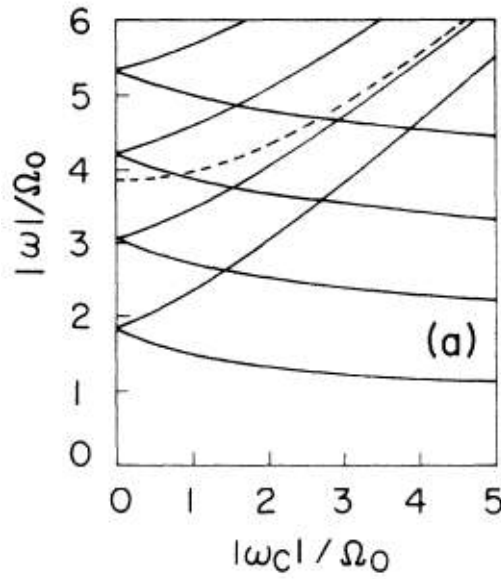


Рис. 2.7: Магнитодисперсии магнитоплазменных мод по Феттеру при сильном экранировании

Так как величина (2.8) обратна пропорциональна квадрату магнитного поля, то рано или поздно она станет меньше расстояния до затвора и тогда будет работать другая формула из работы Волкова и Михайлова [10]

$$\omega_p(q) = -\frac{2q\sigma_{xy}}{\epsilon(q)} \left( \ln \frac{d}{l_0} + 1 + g(\beta) \right) + \frac{i}{\tau} \left( \ln \frac{d}{l_0} + 1 + g(\beta) \right)^{-1}, \quad l_0 \ll d \quad (2.9)$$

Откуда получается, что при больших магнитных полях  $\omega_p(q) \sim \sigma_{xy} \sim \frac{1}{B}$ .

## 3. Цель работы

Экранированное магнитоплазменное возбуждение - это некоторое возбуждение, обладающие новым качеством по сравнению с другими плазменными возбуждениями. Эти новые качества проявлялись в:

- В работе Житинева [9], где время задержки определялось не шириной отдельного краевого канала, а сразу всех.
- Квазичастицы с квадратичной дисперсии (2.5)
- Рекордная миниатюризация электромагнитного возбуждения, например в работе [11] плазменная длина волны при той же частоте меньше длины электромагнитной волны в 300 раз.

Так что сильноэкранированное магнитоплазменное возбуждение представляет собой отдельный интересный объект для исследования. Магнитодисперсия краевого сильноэкранированного плазмона была очень хорошо изучена в малых полях и больших полях отдельно. Но никогда на одном образце не сшивались эти два режима. Что и являлось целью данной работы: соединить два хорошо известных участка и выяснить, что происходит в переходной зоне.

# 4. Экспериментальная методика

## 4.1 Образцы

Экспериментальные образцы изготавливались методом фотолитографии из полупроводниковой гетероструктуры GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. В данной работе глубина залегания гетероперехода составляла 2000 Å. Концентрация элеткронов в двумерной квантовой яме  $n_e = 1,46 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , которая была найдена по осцилляциям Шубникова-де Гааза. Соответственно  $k_F = \sqrt{2\pi n_e} = 9,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $p_F = \hbar k_F = 10^{-26} \text{ Н} \cdot \text{с}$ ,  $v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = 1,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ,  $E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*} = 8,5 \cdot 10^{-22} \text{ Дж} = 5,28 \text{ мэВ} = 62 \text{ К}$ . Подвижность в образце составляла  $\mu = 3,09 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , время релаксации  $\tau = \frac{\mu m^*}{e} = 1,17 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ , а длина свободного пробега  $l_F = v_F \tau = 20 \text{ мкм}$ .

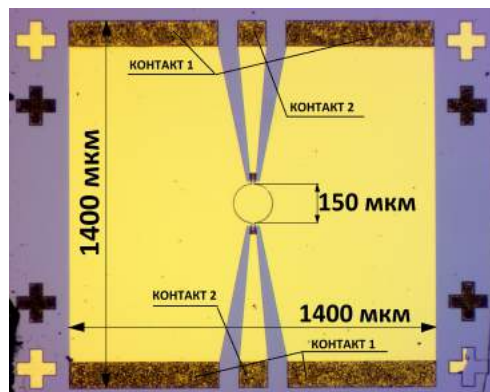


Рис. 4.1: Образец с диском диаметром 150 мкм

## 4.2 Экспериментальная установка и методика проведения измерений

Образец закреплялся на специальном держателе резиновым клеем, выдерживающим низкие температуры. Держатель является пластинкой из диэлектрического материала с малым поглощением электромагнитных волн в СВЧ диапазоне, на котором расположены два SMP-разъема для подведения и снятия высокочастотного сигнала, и за которые подвешивается держатель. Также на нем имеются медные копланарные волноводы, которые с учетом диэлектрической проницаемости материала пластинки держателя и её толщины согласованы с волновым сопротивлением коаксиальных линий, составляющим 50 Ом.

При помощи ультразвуковой сварки алюминиевыми нитями диаметром 50 мкм обеспечивался электрический контакт между образцом и медными копланарами, располагающимися на держателе. Земля соединялась с контактами 1 на рис. 4.1, а жилы - с контактами 2 на рис. 4.1: к одному сигнал подводился, с другого - снимался.

После этого держатель прикреплялся при помощи SMP-разъемов к двум полужестким коаксиальным кабелям, пропущенных внутри низкотемпературной вставки. Далее вставка погружалась в криостат с жидким гелием-4 при температуре 4.2 К. Магнитное поле до 6 Т перпендикулярное плоскости образца создавалось сверхпроводящим соленоидом, находящимся в криостате. Помимо этого в данной вставке возможны измерения при температуре 1,5 К, достижимых откачкой паров гелия-4 до давления в 2,1 мбар, что частично использовалось в описанных ниже экспериментах.

Коаксиальные кабеля, присоединенные к образцу и пропущенные по низкотемпературной вставке, подключались к генератору и детектору.



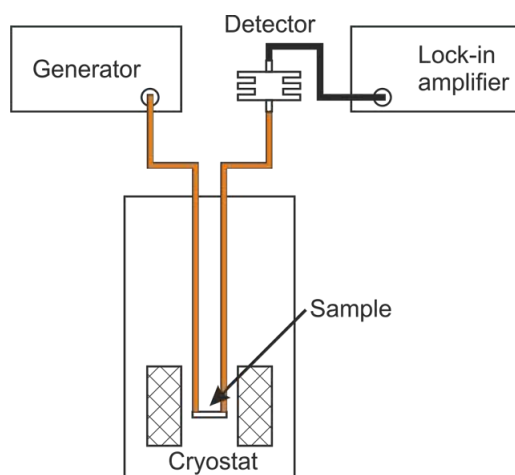


Рис. 4.2: Принципиальная схема экспериментальной установки

Использовались генераторы СВЧ Agilent E8257D и Wiltron 6631B. Мощность подаваемого сигнала с учетом дополнительного ослабления изменялась от 100 нВт до 100 мкВт. Для детектирования сигнала на выходе из вставки использовался детектор Herotek DTA1-1880A, на основе диода Шоттки, позволяющий снимать сигнал в диапазоне частот 1-18 ГГц, хотя в наших измерениях мы опускались до частот в 0,1 ГГц, и линейной зависимостью выходящего сигнала от входящего величиной до 10 мВ. СВЧ излучение модулировалось гармоническим сигналом на частоте 1,8 КГц для того чтобы амплитуду сигнала можно было снимать с помощью синхронного усилителя Stanford Research Systems SR-830D.

# 5. Обработка экспериментальных данных

## 5.1 Метод обработки

Полученные экспериментальные данные представляют собой набор зависимостей амплитуды пропускания от магнитного поля, пример такой зависимости приведен на рисунке 5.1. Образец имеет диаметр диска 150 мкм. Частота колебаний равна 10 ГГц. На нём легко заметить симметричные относительно нулевого магнитного поля пики, при чем сразу две пары. Эти пики соответствуют резонансному пропусканию в силу возникновения магнитоплазменного возбуждения в двумерной электронной системе.

Строго говоря, данные резонансны появляются на фоне некоего референтного сигнала или даже на фоне друг друга. Поэтому применяется метод определения максимума резонанса "по огибающей". Для этого референтный, опорный, сигнал или другой резонанс аппроксимируется плавной кривой и смотрится максимум данного резонанса за вычетом этой плавной кривой. Достаточно неплохо аппроксимирует плавные части общего сигнала без данного резонанса прямая, соединяющая ближайшие точки перехода исследуемого пика в общий сигнал. Пример данного построения приведён на рисунке 5.1 красным цветом. Для того чтобы не вычитать прямую из графика, делается параллельный перенос прямой

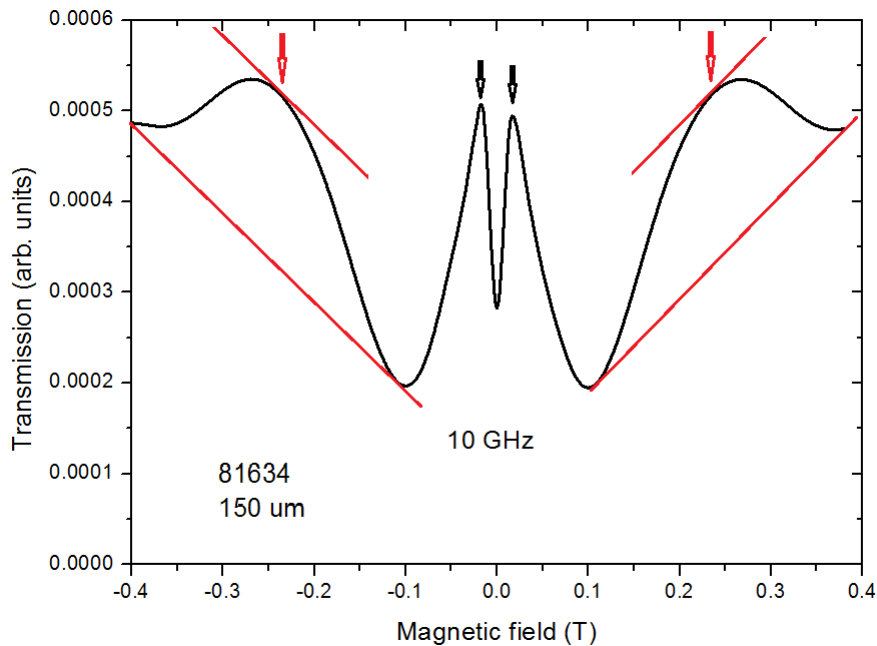


Рис. 5.1: Пример зависимости амплитуды пропускания от магнитного поля в образце с диаметром диска 150 мкм и на частоте 10 ГГц

до касания с какой-то точкой в резонансном пике. Понятно что максимум при вычитании будем именно в этой точке, так как при вычитании опорной прямой, производная в данной точке станет 0, что и является признаком максимума. Далее значения для двух знаков магнитного поля записываются в таблицу с частотой, на которой записывалась зависимость.

Также возможна обработка по максимумам пиков, если нельзя ничего точного выяснить про опорный сигнал. Такой способ обозначен черным на рисунке 5.1.

Обработка тем и другим способом не давала особых различий в данном эксперименте, но здесь считалось более правильным метод с вычитанием опорного сигнала и использовался именно он.

## 5.2 Краевой магнитоплазмон в образце с диаметром 150 мкм

Некоторые магнитополевые зависимости амплитуды пропускания на частотах от 0,5 до 2 ГГц, полученные на образце с диском диаметром 150 мкм, представлены на рисунке 5.2. Можно заметить, что с увеличением частоты, резонансные пики сдвигаются в меньшие магнитные поля, что говорит о том, что это краевая магнитоплазменная мода.

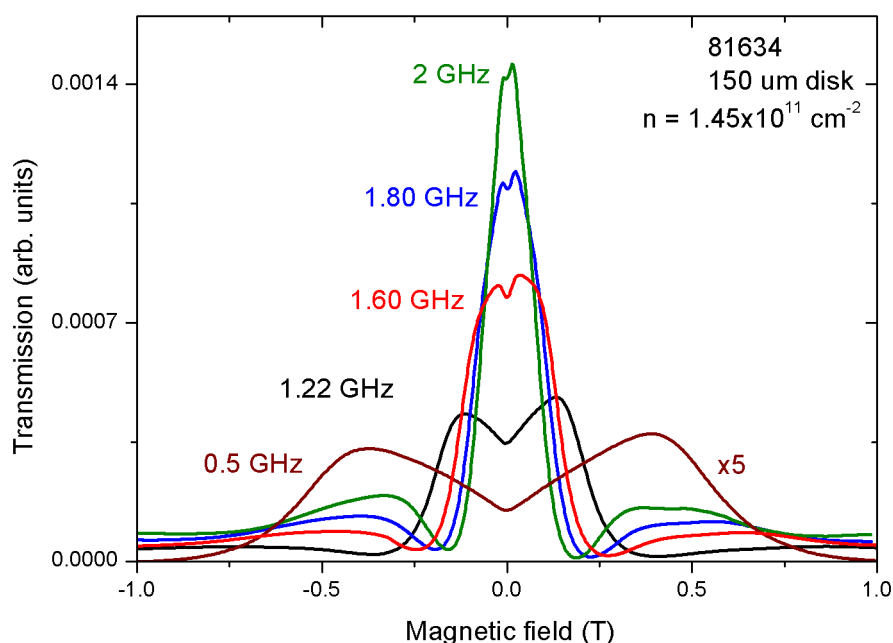


Рис. 5.2: Зависимости амплитуды пропускания от магнитного поля для фундаментальной моды в образце с диаметром диска 150 мкм

С помощью магнитополевых зависимостей была построена зависимость частоты от положения резонансных пиков по магнитному полю, представленную на рисунке 5.3. Такую зависимость называют магнитодисперсия. Эта зависимость соответствует фундаментальной моде, потому что ниже её никаких других мод нет.

В поведении данной магнитодисперсии можно выделить три участка.

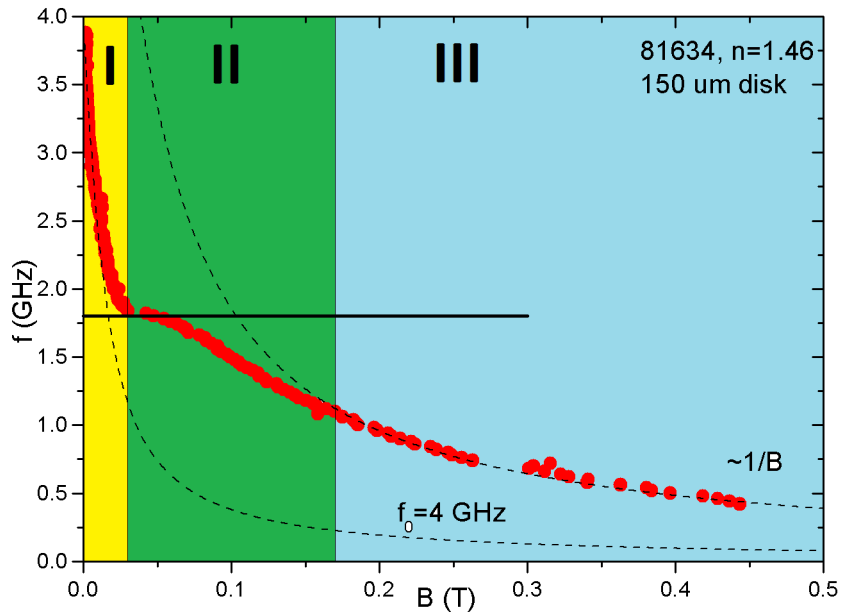


Рис. 5.3: Зависимость частоты резонанса от величины магнитного поля для фундаментальной моды в образце с диаметром 150 мкм

Первый участок (I - выделен желтым) - участок в малых магнитных полях, который не раз промерялся в различных работах, и который позволяет получить частоту плазменного возбуждения при нулевом магнитном поле. На рисунке 5.3 также приведено дипольное приближение (2.2) для данной частоты 4 ГГц в нулевом магнитном поле. И видно, что в малых полях мода ведет себя согласно ему.

Третий участок (III - выделен голубым)- участок в больших магнитных полях. Соответствует асимптотике, полученной из формулы (2.9), т.е. спадает обратно пропорционально магнитному полю.

Второй участок (II - выделен зеленым) - новый участок, полученный в данной работе. Магнитодисперсия выходит на константу, образуя плато, а потом переходит в асимптотику (2.9) в больших полях. Это соответствует тому, что  $l_0$  из (2.8) переходит из режима  $l_0 \gg d$  в первой области, в режим  $l_0 < d$  в третьей области, что означает, что характерная длина локализации зарядов у края образца становится меньше расстояния до затвора и плазмон перестает быть экранированным и ведет себя как

классический краевой магнитоплазмон, спадая обратно пропорционально магнитному полю в больших полях.

### 5.3 Дисперсия сильноэкранированного магнитоплазменного возбуждения

Так же были сняты магнитнополевые зависимости наподобие 5.2 для образцов с двумерными электронными системами в форме дисков диаметрами 50 и 100 мкм. Аналогично 5.3 были построены магнитодисперсии фундаментальных мод для этих образцов, которые представлены на рисунке 5.4.

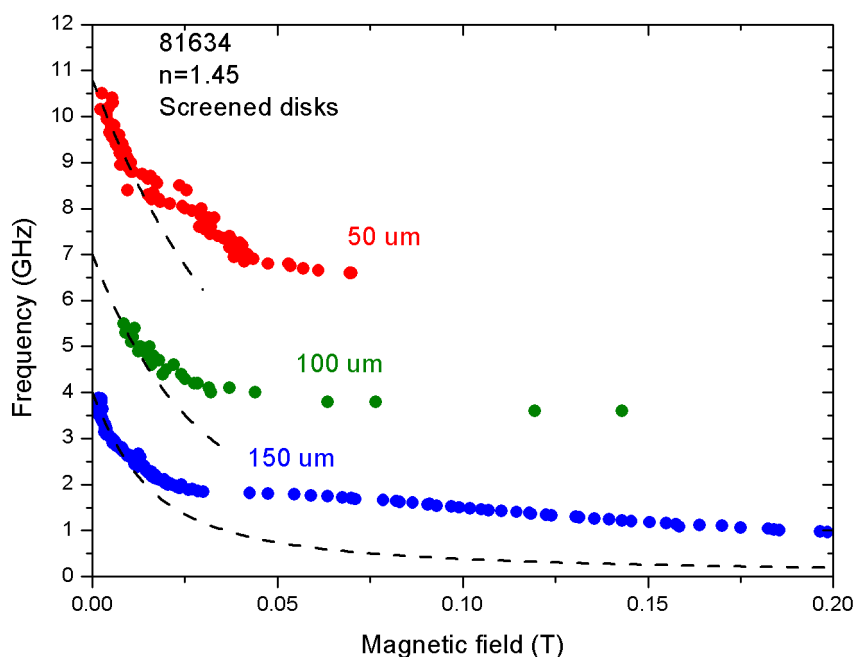


Рис. 5.4: Магнитодисперсии фундаментальных мод для образцов с диаметрами 150 мкм(синияя), 100 мкм(зеленая), 50 мкм(красная)

Аппроксимацией до нулевого магнитного поля были найдены частоты плазменного возбуждения. Был построен график этих частот от обратного диаметра дисков, ограничивающих двумерную электронную систему. Из него видно, что дисперсия линейна, как и предсказывает формула

(2.4), кроме того для диска с диаметром 150 мкм эта формула (2.4) с  $d = 2000\text{\AA}$  и  $q = \frac{3.7}{d}$ , что соответствует волновому вектору у фундаментальной моды по Феттеру [6], выдает частоту плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле равной 4 ГГц, которая и наблюдается в эксперименте. Это говорит о том, что измеренные возбуждения действительно являются сильноэкранированными магнитоплазмами.

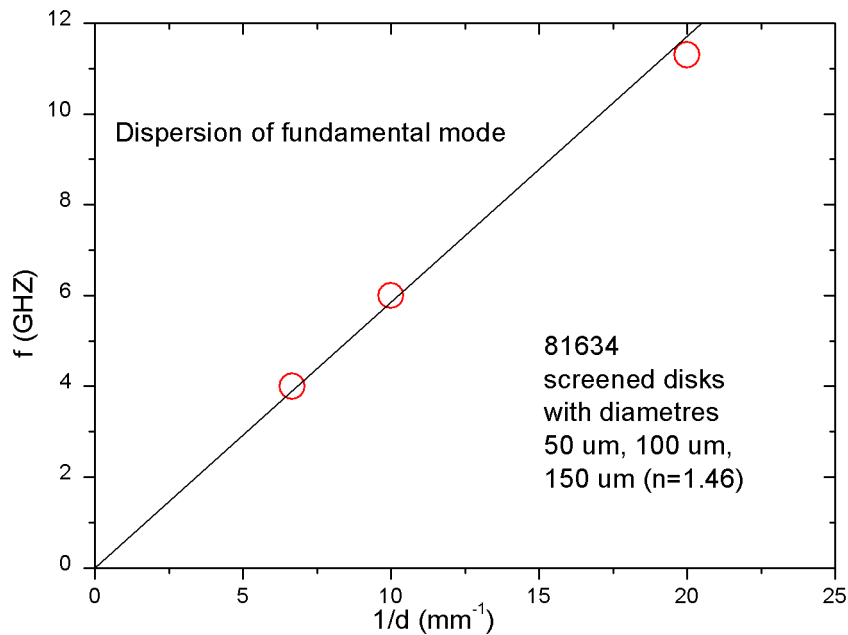


Рис. 5.5: Зависимость частоты фундаментальной моды в нулевом магнитном поле от обратного диаметра, пропорционального волновому вектору для всех трех образцов с дисками диаметром 50, 100 и 150 мкм

## 6. Заключение

Сильноэкранированное магнитплазменное возбуждение в двумерных системах представляет собой крайне интересный объект не только для исследования, но и для приложений. За счет того, что скорость экранированного плазмона рекордно маленькая по сравнению с неэкранированным случаем и составляет, например, в нашем случае порядка  $\frac{c}{2000}$ , на системах с экранированным плазмоном можно делать генераторы сверхвысоких или даже терагерцовых частот на основе принципа бегущей обратной волны.



## 7. Список литературы

- [1] S.J Allen, Jr., D.C. Tsui, and R.A. Logan - Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers // Phys. Rev. Lett. - 1977 - Vol. 38-17
- [2] Frank Stern - Polarizability of a two-dimensional electron gas // Phys. Rev. Lett. - 1967 - Vol.18-14
- [3] S.J. Allen, Jr., H.L. Stormer, and J.C. Hwang - Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures. // Phys. Rev. B - 1983 - Vol. 28-8
- [4] C.C. Grimes and Gregory Adams - Observation of Two-Dimensional Plasmons and Electron-Ripplon Scattering in a Sheet of Electrons on Liquid Helium // Phys. Rev. Lett. - 1976 - Vol. 36-3
- [5] D.C.Glattli, E.Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F.I.B. Williams - Dynamical Hall Effect in Two-Dimensional Classical Plasma // Phys.Rev.Lett - 1985 - Vol.54-15
- [6] Alexander L.Fetter - Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry // Phys. Rev. B - 1986 - Vol. 33-8
- [7] V.M. Muravev, C.Jiang, I.V.Kukushkin, J.H.Smet, V.Umansky, and K. von Klitzing - Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures // Phys. Rev. B - 2007 - Vol. 75, 193307

- [8] С.И. Губарев, В.М. Муравьев, И.В. Андреев, В.Н. Белянин, И.В. Кукушкин - Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с сильным экранированием. // Письма в ЖЭТФ, том 102, вып.7, с.517-520 - 2015
- [9] N.V.Zhitinev, R.J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Eberl - Experimental determination of the dispersion of edge magnetoplasmons confined in edge channels // Phys. Rev. B - 1994 - Vol. 49-11
- [10] V.A. Volkov and S.A. Mikhailov - Edge magnetoplasmons: low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous two-dimensional electron systems // Zh.Eksp.Teor.Fiz, 94, 217-241 (August 1988)
- [11] William F. Andress, Hosang Yoon, Kitty Y.M. Yeung, Ling Qin, Ken West, Loren Pfeiffer, and Donhee Ham - Ultra-Subwavelength Two-Dimensional Plasmonic Circuits // Nano Lett. 2012, 12, 2272-2277.