Содержание

1 Введение **2**

2 Обзор литературы **3**
2.1 Плазмоны . . . 3
2.2 Магнитоплазмоны . . . 3
2.3 Экранированные системы . . . 5

3 Эксперимент **7**
3.1 Основные положения . . . 7
3.2 Методика пропускания . . . 7
3.3 Транспортная методика . . . 8
3.4 Образцы . . . 9

4 Результаты **12**
4.1 Экспериментальные данные . . . 12
4.2 Магнитодисперсионные зависимости . . . 13
4.2.1 Магнитодисперсии, полученные методикой пропускания . . . 14
4.2.2 Магнитодисперсии, полученные методикой транспорта . . . 16

5 Выводы **19**

6 Литература **20**

1 Введение

Изучение низкоразмерных систем важная и актуальная тема в современной физике. Одним из интересных направлений в ней является изучение плазмонов в низкоразмерных электронных системах, что и является целью данной работы.

Исследование краевых магнитоплазменных мод требует учета множества факторов как при создании образца, таких как концентрация двумерных электронов и их эффективная масса, расстояние от затвора до двумерной электронной системы (2DES) в образце, его размеры, так и методик измерений. В описываемой работе используются - транспорт и пропускание.

Проведение данного исследования расширит понимание поведения краевой магнитоплазменной моды в экранированных 2DES в зависимости от структуры образца, позволит проводить более детально дальнейшие исследования в этом направлении, искать более точные методы измерений и лучшие конфигурации образцов.

2 Обзор литературы

2.1 Плазмоны

Для начала стоит определить что представляет собой плазмон и определить его основные свойства.
Плазма - это квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц (в нашем случае электронный газ относительно кристаллической решётки), который проявляет коллективные свойства. Плазмон — квазичастица, отвечающая квантованию плазменных колебаний.[1]

Пплазмоны в 2DES обладают рядом уникальных свойств - корневым законом дисперсии и возможностью менять их свойства с помощью изменения концентрации электронов, приложения магнитного поля или модификации диэлектрического/металлического окружения 2DES. Что касается последнего варианта, близкий металлический затвор приводит к сильной экранировке и модификации спектра - он становится линейным.

В отличие от трехмерного случая, спектр двумерных плазмонов имеет бесщелевой сильно дисперсионный характер[2]:

$$\omega_p^2(q) = \frac{n_s e^2}{2m^* \varepsilon_0 \varepsilon} q \tag{1}$$

где q - волновой вектор плазмона(для фундаментальной плазменной моды в 2DES формы диска q=2.4/d [3]), n_s - электронная концентрация, m^* - эффективная масса двумерных электронов, ε и ε_0 - эффективная диэлектрическая проницаемость окружающей среды и диэлектрическая проницаемость вакуума, d - диаметр образца.

2.2 Магнитоплазмоны

Определим основные необходимые понятия для этой части:

1)В перпендикулярном магнитном поле, двумерные плазмоны называют магнитоплазмонами. Их дисперсия выглядит следующим образом:

$$\omega(B) = \sqrt{\omega_p^2(q) + \omega_c^2} \tag{2}$$

2)Краевые магнитоплазмоны - коллективные возбуждения двумерной электронной системы, которые распространяются вдоль края 2DES и локализуются вблизи него. Они обладают двумя важными интересными свойствами - затухание при больших полях и тесная связь с квантовым эффектом Холла.

Впервые теоретическую модель для описания поведения магнитоплазмонов предложил Чаплик[4]. Им было предложено решение в приближении классической гидродинамики. В дальнейшем Феттером[5] было уточнено теоретическое решение и получено аналитическое решение поведения магнитоплазмонов в разных геометриях и в частности для образцов формы диска.

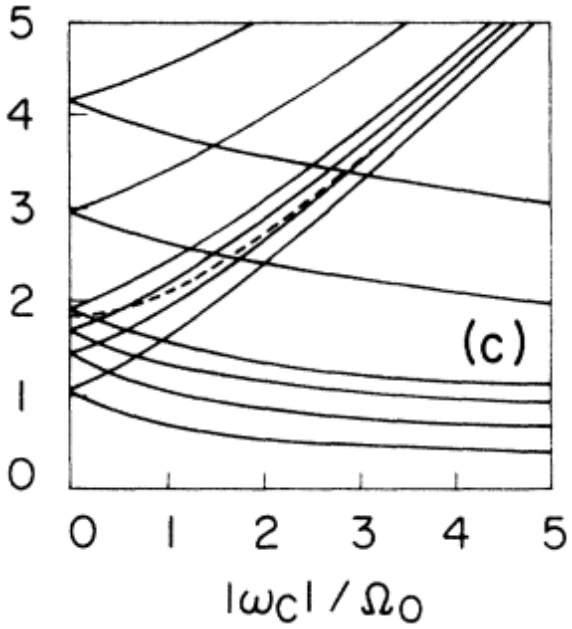

Рис. 1: Зависимость абсолютного значения магнитоплазменных мод от поля, для разных значений углового момента l = 1, 2, 3, 4, 10 и 20, в не экранированном случае

Первый эксперимент с плазмонами в 2DES был сделан с электронами над жидким гелием Граймсом и Адамсом.[6]

В работе Аллена[7] было впервые проведено экспериментальное исследование двумерной электронной системы формы диска в твердотельной системе на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, методом измерения поглощения сигнала.

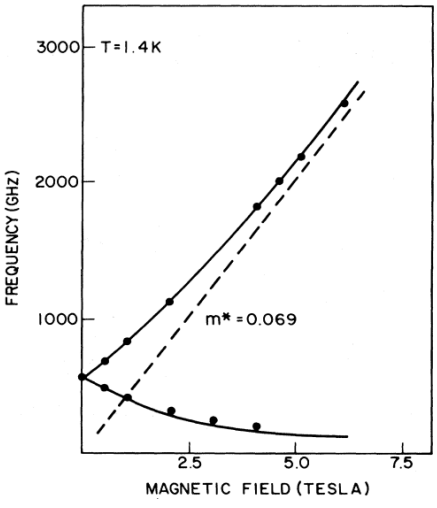

Рис. 2: Магнитодисперсия в образце формы диска, Allen[7]

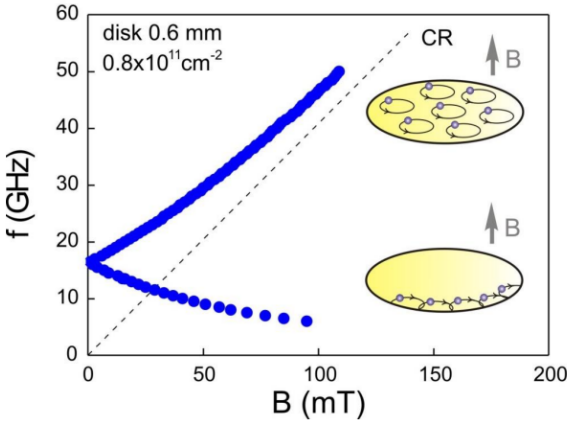

Рис. 3: Магнитодисперсия фундаментального плазменного возбуждения для диска[8]

И была предложена теоретическая модель описания поведения магнитоплазменных мод:

$$\omega_{\pm} = \pm\frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_c^2}{4}} \tag{3}$$

где $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$

Рассматривая данную задачу в не экранированном случае было получено:

1. Спектр магнитоплазмонов расщепляется на две ветви.
2. Корневой закон магнитодисперсии для краевого плазмона.
3. Частота краевого магитоплазмона стремится к 0 при больших полях.
4. Частота "объёмного плазмона"стремится к частоте циклотронного резонанса.

2.3 Экранированные системы

Теперь рассмотрим другой важный случай - когда система экранированна.

Сильно экранированный предел указывает на то, что в используемой структуре расстояние от затвора до 2DES - h, много меньше плазменной длины волны. В этом случае происходит подавление дальнодействующего кулоновского взаимодействия, и эффективное взаимодействие электронов определяется взаимодействием с их изображением относительно затвора.
Дисперсия плазмона имеет уже не корневую, а линейную зависимость[4,5,8]:

$$\omega \approx v_p q \tag{4}$$

Где

$$v_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2 h}{\varepsilon m^*}} \tag{5}$$

n- электронная концентрация, h - расстояние от 2DES до затвора, q - волновой вектор плазмона.

Одной из главных особенностей краевой магнитоплазменной моды в этом случае является её выход на некоторую константу в больших полях[5,9]:

$$\omega(\omega_c \to \infty) \to v_p \frac{|l|}{R} \tag{6}$$

Где

$$v_p = \sqrt{\frac{n e^2 h}{\varepsilon \varepsilon_0 m^*}} \tag{7}$$

Это качественно отличает поведение краевого магнитоплазмона в неэкранированном случае и в случае сильной экранировки.

Объёмный же плазмон стремится к циклотронной частоте:

$$\omega(\omega_c \to \infty) \to \omega_c \tag{8}$$

n - электронная концентрация, h - расстояние от 2DES до затвора, q - волновой вектор плазмона, l - угловой момент.

Теоретически было получено решение для больших полей. Поведение частоты краевой моды описывается линейным законом.
В работе [10] было полученно численное решение в широком диапозоне магнитных полей:

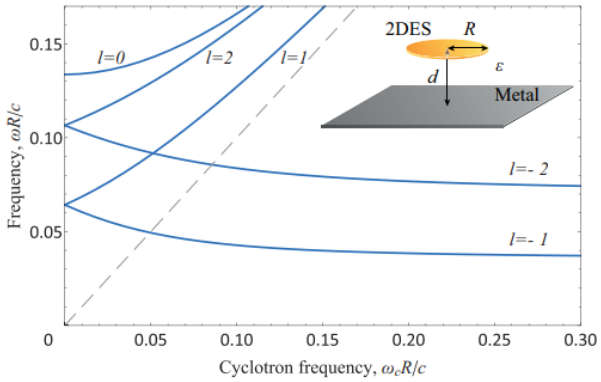

Рис. 4: Зависимость плазменной частоты от циклотронной

В частности в текущей работе рассматривается качественное сравнение с этой теорией.

3 Эксперимент

3.1 Основные положения

В работе проводились измерения на гетероструктурах $GaAs/Al_xGa_{1\ x}As$ при помощи методов СВЧ пропускания и транспорта. Образцы при помощи вставки помещаются в криостат с жидким гелием при температуре T = 4.2 K. К образцу через вставку подводится коаксиальный кабель, на который с одного конца подается генератором сигнал, с другого конца посредством бондинга (тонких алюминиевых нитей) подводится связь к контактам образца. В случае с методикой пропускания со второго коаксиального кабеля принимается сигнал на детектор. В криостате располагался сверхпроводящий соленоид, которым создавается перпендикулярное образцу магнитное поле.

3.2 Методика пропускания

Методика измерения представляла собой помещение образца в криостат с жидким гелием, оснащенный сверхпроводящим соленоидом, после чего на него с генератора подавалось излучение и измерялось изменение сигнала образца при его прохождении. С генератора на один коаксиальный кабель подаётся сигнал на образец и через другой кабель сигнал принимается на детектор - в нашем случае детектор Шоттки DTA1-1880A, позволяющий принимать сигнал в диапозоне частот от 1 до 18 ГГц, амплитуда сигнала с которого снималась при помощи синхронного усилителя.

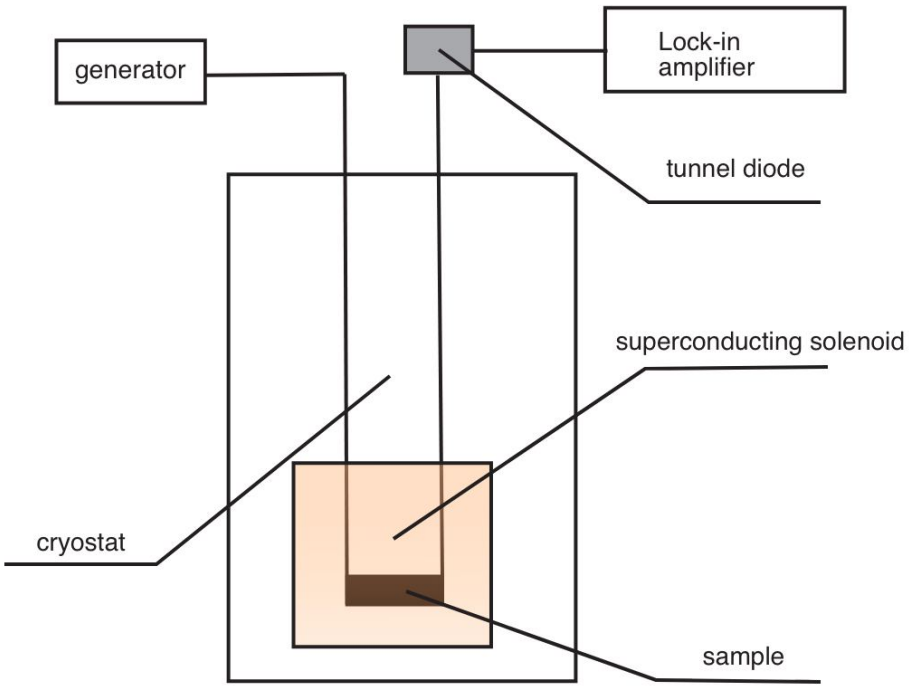

Рис. 5: Схема с СВЧ пропусканием

3.3 Транспортная методика

Методика измерения представляла собой аналогичное помещение образца в криостат с жидким гелием, оснащенный сверхпроводящим соленоидом, но в данном случае проводятся измерения изменения сопротивления при подведении СВЧ сигнала к образцу.
Базовая схема измерения с одним синхронным усилителем($R_{\text{обр}} << R$):

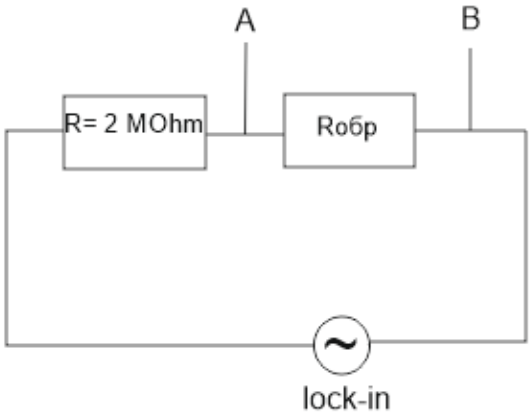

Рис. 6: Схема измерения сопротивления образца с одним синхронным усилителем

$$U_{AB} = IR_{\text{обр}} \tag{9}$$

$$I = \frac{U_{lock-in}}{R + R_{\text{обр}}} = \frac{U_{lock-in}}{R} \tag{10}$$

При помощи дополнительного резистора мы получаем ток пропорциональный напряжению, показываемому синхронным усилителем. Основная идея состоит в том, что у нас напряжение, которое снимается с образца, будет в этом случае пропорционально его сопротивлению. Когда мы хотим измерять не просто сопротивление, а его изменение при подключении СВЧ, мы добавляем второй синхронный усилитель. И наша схема принимает вид:

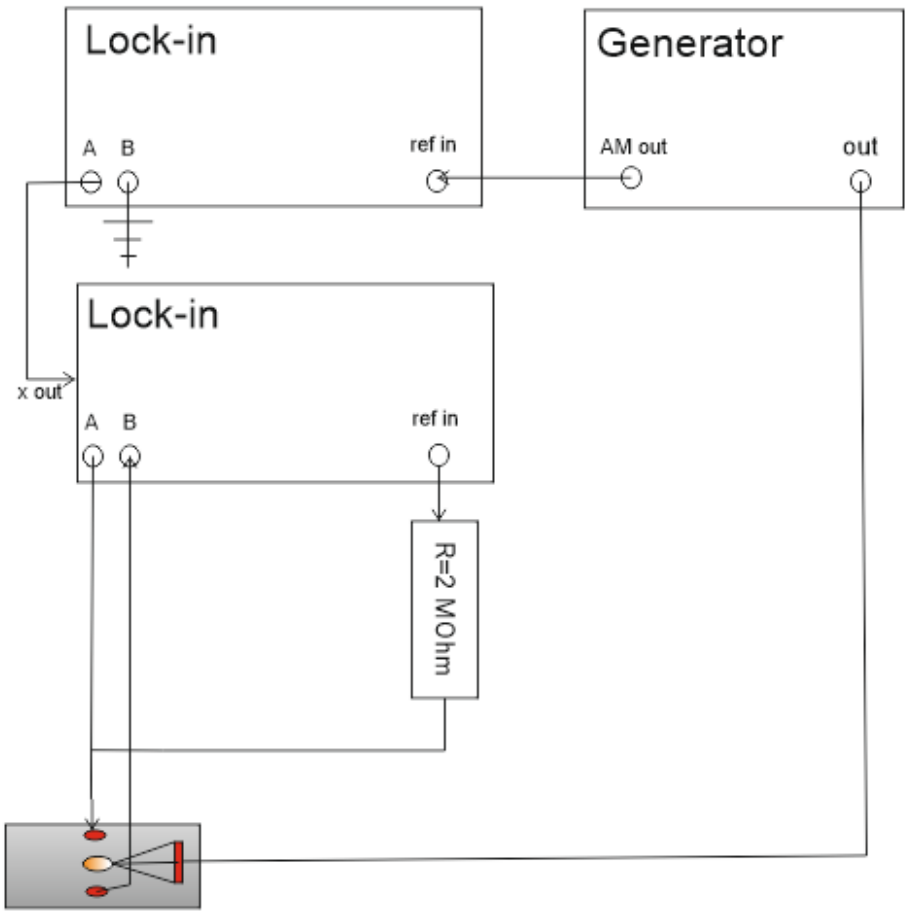

Рис. 7: Транспортная методика с 2-мя синхронными усилителями

3.4 Образцы

Образцы представляли собой гетероструктуры GaAs/AlGaAs, в которых была реализована квантовая яма на глубине h=1735 Å, электроны в которой представляют собой двумерную систему формы диска, диаметром d = 100 мкм. Концетрации двумерных электронов находились в пределе от 1.5 до 2.9 * 10^{11} $см^{-2}$, которые находились по измерению осцилляций Шубникова-де Гааза.

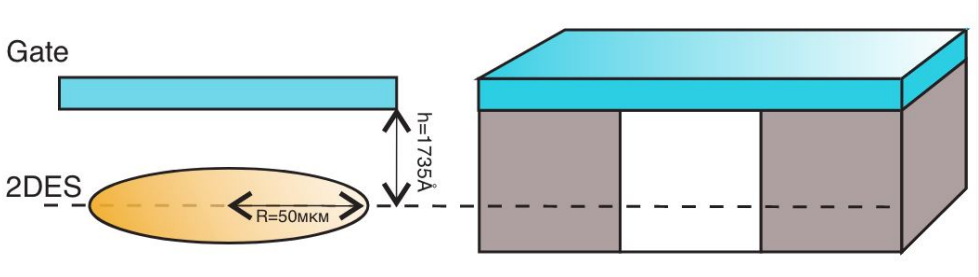

Рис. 8: Схематический вид образца

На подложке образца была сформирована компланарная линия, в которую различными способами была включена двумерная электронная система.
При измерениях методом пропускания мы в одном случае к ней крепились напрямую

контактами от центральной жилы, в другом случае мы в разрыв ставили наш экранированный образец.
В случае с измерением методом транспорта так же по копланарному волноводу подводилось излучение к образцу, и двумя боковыми контактами измерялось сопротивление.

Ниже приведены схемы образцов и их фотографии, сделанные через микроскоп:

1. Белым отмечена меза.
2. Красным - контакты.
3. Синим - затвор.

Два образца были использованы при измерении методикой пропускания, где 2 контакта подключались посредством бондинга:

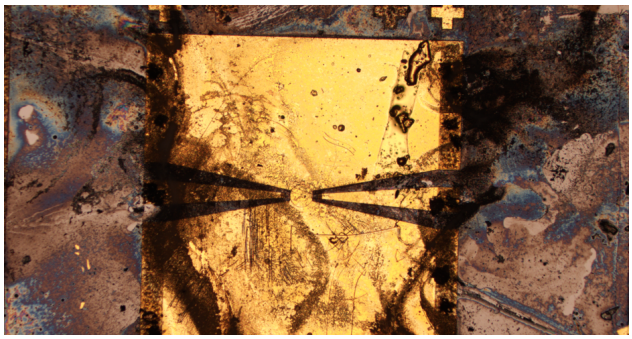

Рис. 9: Фото образца 1

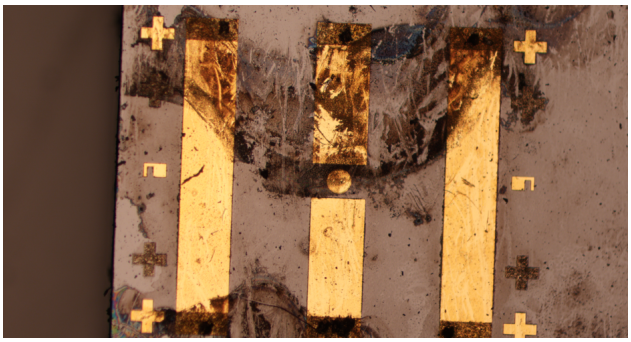

Рис. 10: Фото образца 2

Их точные схемы:

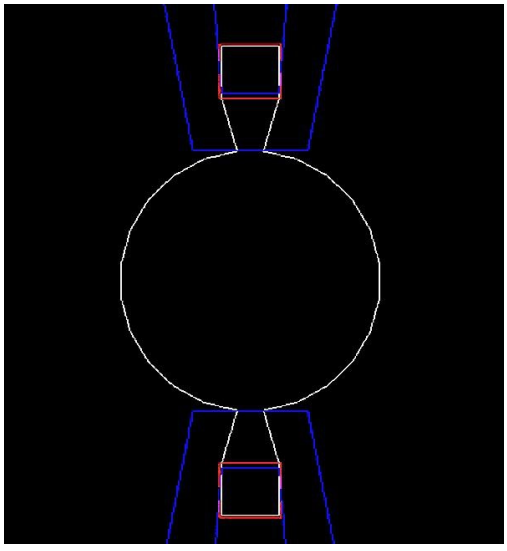

Рис. 11: Шаблон образца 1

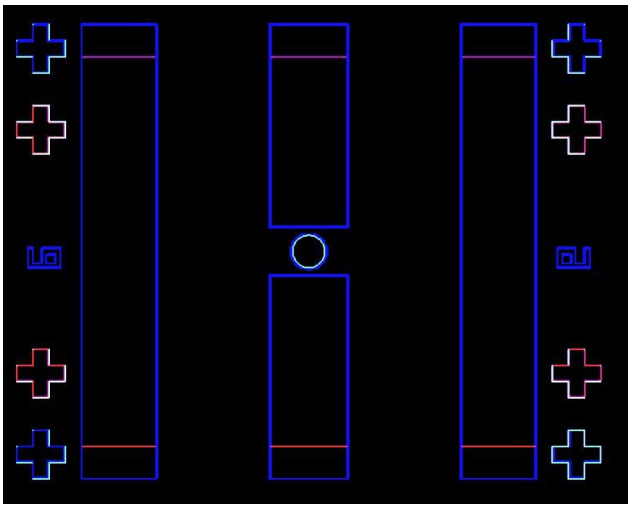

Рис. 12: Шаблон образца 2

Два образца были использованы при измерении методикой транспортом:

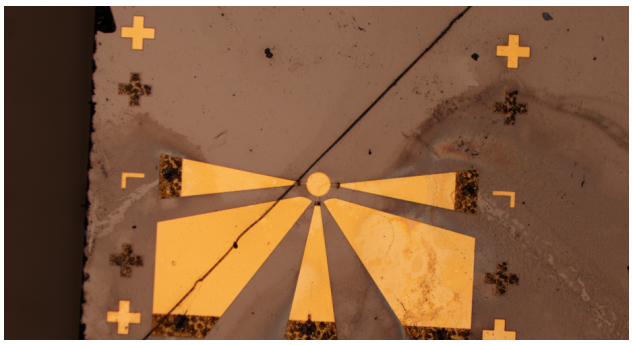

Рис. 13: Фото образца 3

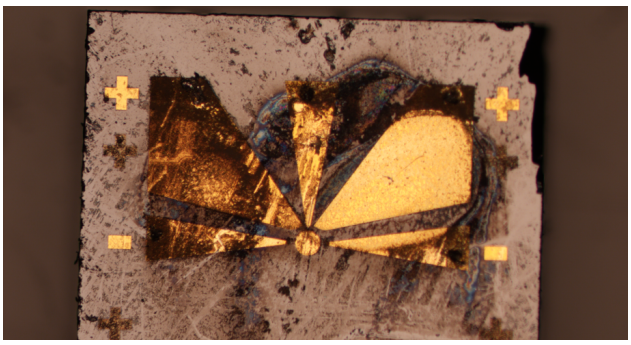

Рис. 14: Фото образца 4

Их точные схемы:

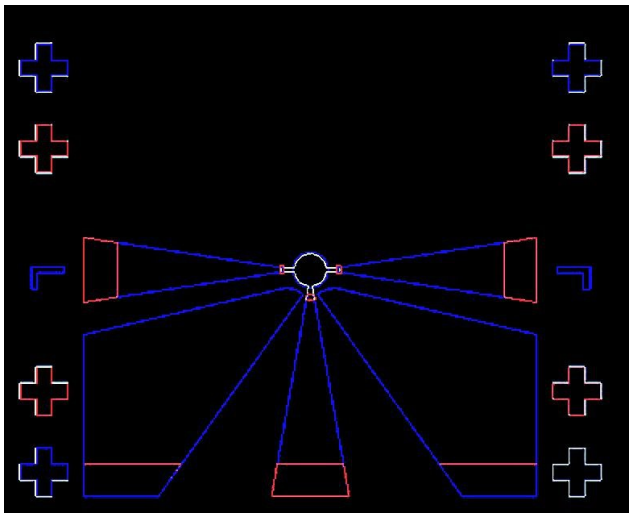

Рис. 15: Шаблон образца 3

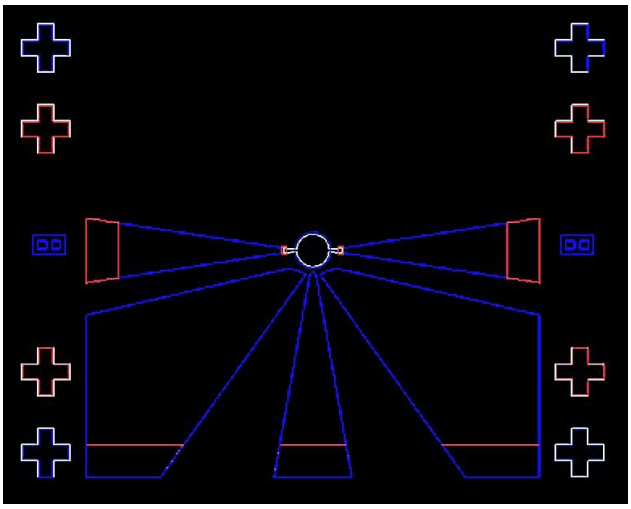

Рис. 16: Шаблон образца 4

4 Результаты

4.1 Экспериментальные данные

Магнитополевые зависимости пропускания и транспорта, полученные на образцах с диском диаметром 100 мкм, представлены на графиках ниже.
Наблюдаемые сигналы, полученные методом пропускания, в 1 и 2 образцах:

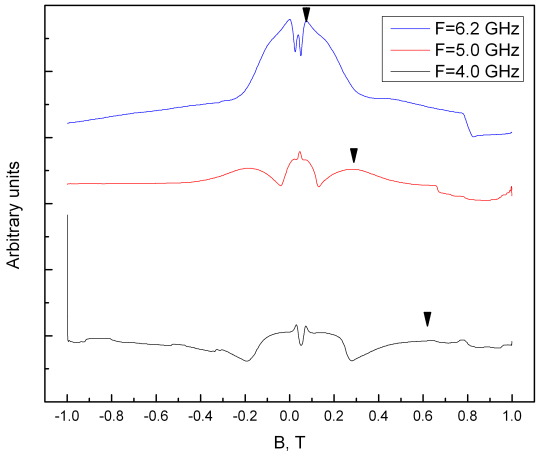

Рис. 17: Пропускание образца 1

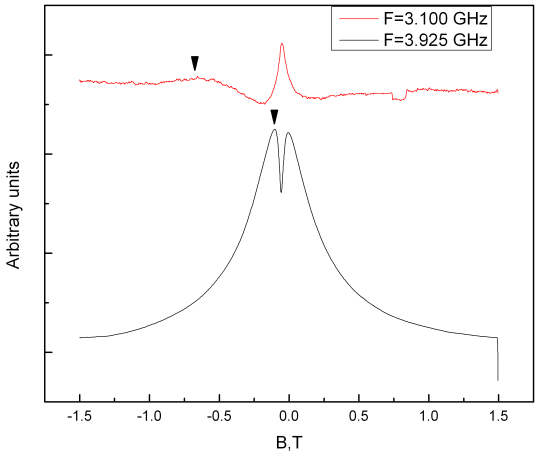

Рис. 18: Пропускание образца 2

В ходе данного эксперимента, были получены кривые на которых явно наблюдались пики.

Наблюдаемые сигналы, полученные методом пропускания, в 3 и 4 образцах:

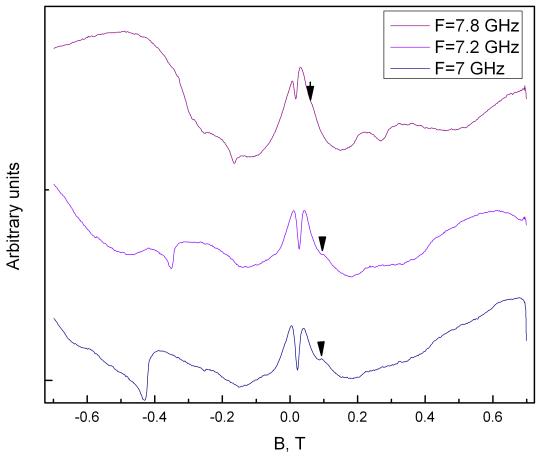

Рис. 19: Пропускание образца 3

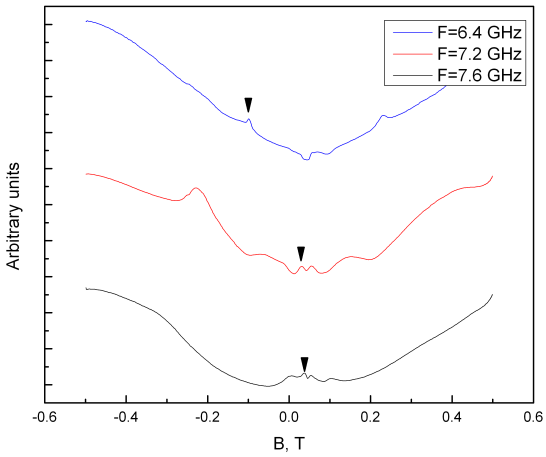

Рис. 20: Пропускание образца 4

В ходе данного эксперимента получались кривые в которых также наблюдались пики, выделявшиеся на общем фоне в виде локальных экстремумов.

В широком диапозоне частот и магнитных полей определялись положения пиков, которые далее наносились на результирующие магнитодисперсионные кривые.

4.2 Магнитодисперсионные зависимости

При помощи магнитополевых зависимостей пропускания и сопротивления, были построены магнитодисперсии, представляющие собой зависимости резонансных частот от магнитоного поля.
Эксперименталные значения совпадали в нулевом магнитном поле с теорией[8-10]:

$$f_p = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2 h}{m^* \varepsilon \varepsilon_0}} q = 6.6\text{ГГц} \tag{11}$$

Где для исследуемых образцов соответственно:
h=1735 Å
d = 100 мкм
$n_s \approx 2.9 * 10^{11}$ см$^{-2}$
Согласно теоретическому рассмотрению частота не стремится к нулю, а при увеличении магнитного поля выходит на известное плато:
Для фундаментальной моды:

$$\omega(\omega_c \to \infty) \to v_p \frac{|l|}{R} \to 3.53\text{ГГц} \tag{12}$$

Для второй гармоники:

$$\omega(\omega_c \to \infty) \to v_p \frac{|l|}{R} \to 7.06\text{ГГц} \tag{13}$$

Где

$$v_p = \sqrt{\frac{ne^2 h}{\varepsilon \varepsilon_0 m^*}} \tag{14}$$

И l - угловой момент, при l=-1 соответствующий первой моде краевых плазмонов, при l=-2 - второй.

4.2.1 Магнитодисперсии, полученные методикой пропускания

В ходе данного эксперимента, были получены следующие результаты:

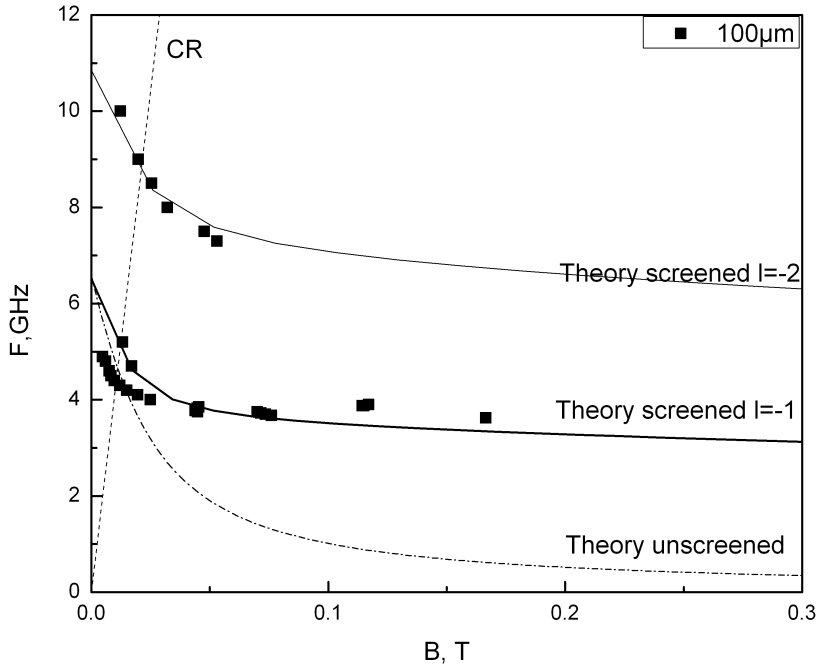

Рис. 21: Магнитодисперсия образца 1

На рис. 21 изображены: пунктирной линией - циклотронный резонанс, штрихпунктирной линией - теория для краевого неэкранированного магнитоплазмона, сплошными кривыми - фундаментальная мода краевого магнитоплазмона (l=-1) и её гармоника (l=-2).
Согласно предсказаниям[10], поведение краевого магнитоплазмона должно сильно отличаться от неэкранированного. В эксперименте видно, что при полях уже в несколько десятков мТ, такое поведение действительно воспроизводится. У данного образца хорошо наблюдалась первая краевая мода в диапозоне до 200 мТ, и небольшая часть второй до 60 мТ.

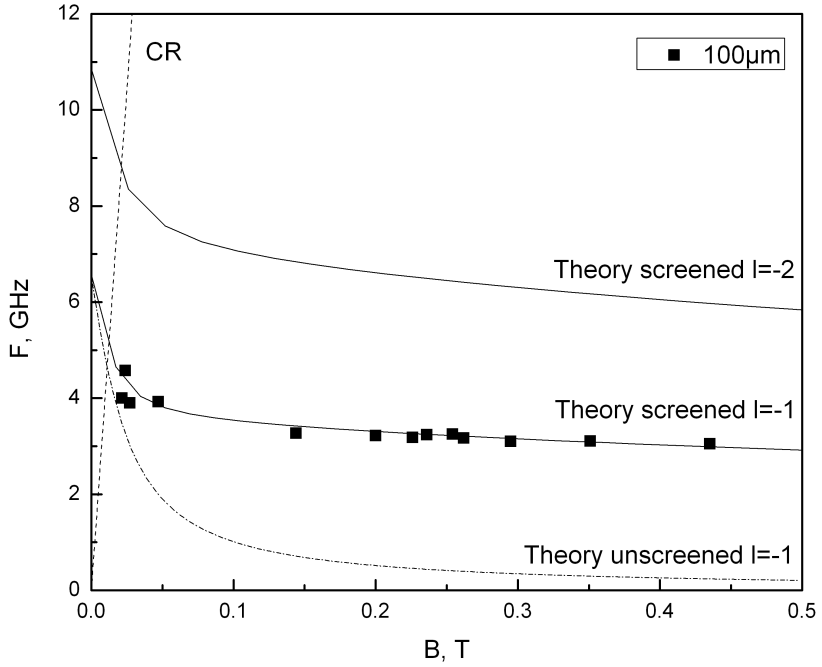

Рис. 22: Магнитодисперсия образца 2

В ходе данного эксперимента, были получены следующие результаты:

На рис. 22 изображены: пунктирной линией - циклотронный резонанс, штрихпунктирной линией - теория для краевого неэкранированного магнитоплазмона, сплошными кривыми - фундаментальная мода краевого магнитоплазмона (l=-1) и её гармоника (l=-2).
В этом эксперименте мы можем наблюдать отличие краевой моды от неэкранированной и её выход на плато, соответствующее ожидаемому значению (12). У данного образца наблюдалась одна краевая мода, но в довольно широком диапозоне магнитных полей, вплоть до 500 мТ.

Резюмируя:

1. Данной методикой удалось явно пронаблюдать фундаментальную краевую моду, соответствующую l = -1, в области полей до 500 мТ. Она хорошо соответствовала исследуемой модели[10].

2. Вторая мода наблюдалась на промежутке до 60 мТ.

3. Наблюдался выход краевых мод на постоянные значения.

4.2.2 Магнитодисперсии, полученные методикой транспорта

Полученные второй методикой результаты:

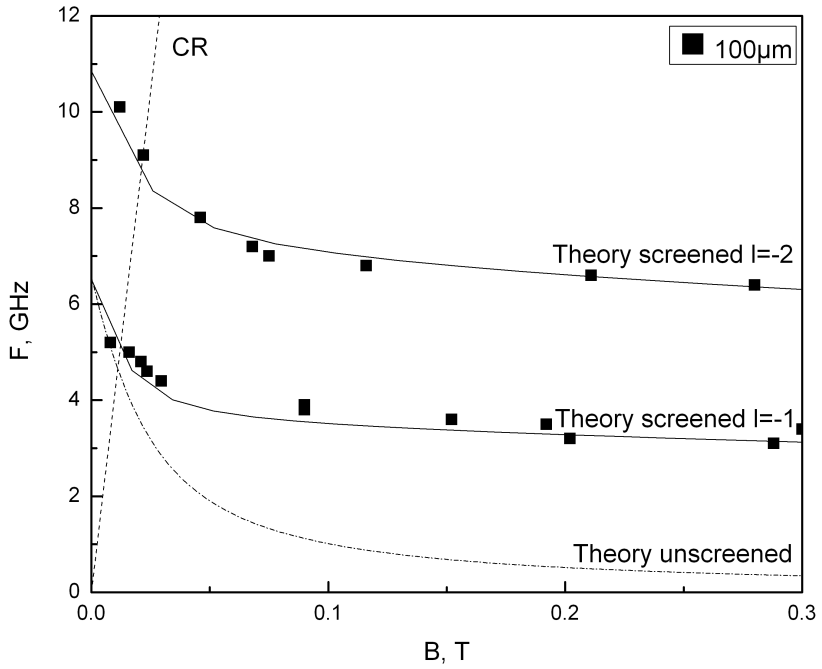

Рис. 23: Магнитодисперсия образца 3

При использовании данной методики, были получены следующие выводы:

На рис. 23 изображены: пунктирной линией - циклотронный резонанс, штрихпунктирной линией - теория для краевого неэкранированного магнитоплазмона, сплошными кривыми - фундаментальная мода краевого магнитоплазмона (l=-1) и её гармоника (l=-2).
В этом эксперименте мы можем наблюдать отличие краевой моды от неэкранированной, и её выход на плато, соответствующее ожидаемому значению (12). У данного образца наблюдались две краевые моды в широком диапозоне полей, обе качественно соответствовали теории в полях до 500 мТ.
Первая мода выходила на вычисленное плато (12)

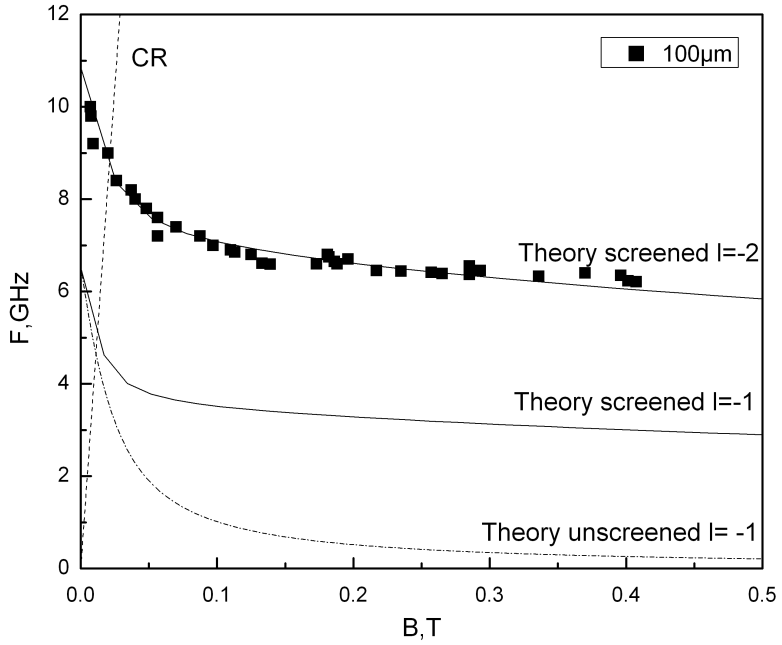

Рис. 24: Магнитодисперсия образца 4

При использовании данной методики, были получены следующие выводы:

На рис. 24 изображены: пунктирной линией - циклотронный резонанс, штрихпунктирной линией - теория для краевого неэкранированного магнитоплазмона, сплошными кривыми - фундаментальная мода краевого магнитоплазмона (l=-1) и её гармоника (l=-2).
В этом эксперименте мы можем наблюдать вторую краевую моду, соответствующую l=-2, в широком диапозоне магнитных полей, вплоть до 400 мТ. В текущем эксперименте были проведены измерения с очень малым шагом, вплоть до 0.01 Т, что дало возможность покрыть полученными данными почти всю модельную кривую.
Также, что важно, гармоника выходила на плато (13). Однако фундаментальная мода на текущем обраце не наблюдалась.

Резюмируя:

1. Данной методикой удалось хорошо пронаблюдать краевую моду, соответствующую l= -2, на промежутке до 500 мТ.

2. Наблюдались выходы на плато краевых мод, фундаментальная мода находилась вблизи искомого значения(12).

3. Обе наблюдаемые моды хорошо соответствовали исследуемой модели.

Обобщая вышесказанное, при помощи двух методик - транспортной и пропускания - нам удалось получить по отдельности качественные результаты для фундаментальной моды и её гармоники в широком диапозоне магнитных полей, которые качественно соответствуют моделированию из теории[10]. Наблюдаемая мода в больших полях выходила на обсчитанное плато (зависящее от концентрации образцов и их параметров). Однако, в силу неоптимальной конфигурации образца, используемого для настоящих

измерений, связанных с исследованием пропускания СВЧ сигнала, в области больших магнитных полех наблюдаются дополнительные резонансы (что не давало успешно исследовать резонансы дальше 300-500 мТ), предположительно, связанные с возбуждением релятивистского плазмона.
Планируется произвести оптимизацию конфигурации образца с целью улучшения качества кривых пропускания СВЧ сигнала. Также планируется произвести перебор по геометрическим параметрам 2DES и по концентрации двумерных электронов.

5 Выводы

1. Проведены эксперименты по наблюдению плазменных резонансов в экранированных дисках, при помощи транспортной методики и методики пропускания СВЧ сигнала.

2. Получены магнитодисперсионные зависимости для первой и второй моды, экспериментальные данные с хорошей точностью совпали с численным моделированием. Удалось пронаблюдать краевые моды вплоть до полей в 500 мТ.

3. При увеличении поля выше 100 мТ фундаментальная краевая магнитоплазменная мода для исследуемых образцов выходила на ожидаемое плато(12).

4. При увеличении поля выше 100 мТ вторая гармоника краевой магнитоплазменной моды для исследуемых образцов выходила на ожидаемое плато(13).

6 Литература

[1] Klimov-VV-Nanoplazmonika

[2] Stern Polarizability of a Two-Dimensional Electron Gas Frank Stern Phys. Rev. Lett. 18, 546 – Published 3 April 1967

[3] 11. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 90, 156801 (2003).

[4] А. В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 746 (1972).

[5] Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry, Alexander L. Fetter , Phys. Rev. B 33, 5221 – Published 15 April 1986

[6] C. C. Grimes and Gregory Adams, Phys. Rev. Lett. 36, 145 (1976).

[7] Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures, S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang

[8] В. М. Муравьев, А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, "В каком магнитном поле рождается краевой магнитоплазмон?", Письма в ЖЭТФ, 118:6 (2023), 445–448

[9] Volkov, V.A.; Mikhailov, S.A. Edge magnetoplasmons: Low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous twodimensional electron systems. Sov. Phys. JETP 1988, 67, 1639.

[10] Two-Dimensional Plasmons in Laterally Confined 2D Electron Systems, by Igor V. Zagorodnev 1ORCID,Andrey A. Zabolotnykh 1ORCID,Danil A. Rodionov 1,2ORCID andVladimir A. Volkov