

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА ИМЕНИ Ю.А. ОСИПЬЯНА РОССИЙСКОЙ  
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЗАРЕЗИН Алексей Михайлович

**ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЧАСТИЧНО  
ЭКРАНИРОВАННЫХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ  
СИСТЕМАХ**

Специальность 1.3.8 —  
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д. ф.-м. н.  
Муравьев В. М.

Черноголовка — 2025

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1 Литературный обзор</b> . . . . .	<b>13</b>
1.1 Введение . . . . .	13
1.2 Плазменные возбуждения в трехмерном случае . . . . .	14
1.3 Поверхностные плазменные возбуждения . . . . .	21
1.4 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах . . . . .	26
1.5 Магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах . . . . .	31
1.6 Экранированные двумерные электронные системы . . . . .	35
1.7 Частично экранированные двумерные электронные системы . . . . .	38
1.8 Плазмон-поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах . . . . .	41
1.9 Релятивистские плазменные возбуждения в двумерных электронных системах . . . . .	47
<b>2 Образцы и экспериментальная методика</b> . . . . .	<b>54</b>
2.1 Образцы . . . . .	54
2.2 Оптическая методика детектирования плазменных резонансов . . . . .	56
2.3 Экспериментальная установка . . . . .	60
<b>3 “Проксимити” плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах</b> . . . . .	<b>62</b>
3.1 Введение . . . . .	62
3.2 Затвор в форме узкой полоски . . . . .	63
3.3 Затвор в форме диска . . . . .	71
3.4 Выводы . . . . .	76

<b>4</b>	<b>Релятивистские плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах . . . . .</b>	<b>77</b>
4.1	Введение . . . . .	77
4.2	Затвор в форме узкой полоски . . . . .	78
4.3	Затвор в форме диска . . . . .	79
4.4	Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений . . . . .	87
4.5	Выводы . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах с боковой экранировкой . . . . .</b>	<b>95</b>
5.1	Введение . . . . .	95
5.2	Боковая экранировка . . . . .	96
5.3	Влияние слоя краевого обеднения двумерной электронной системы	102
5.4	Выводы . . . . .	104
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>107</b>
	<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>110</b>
	<b>Литература . . . . .</b>	<b>112</b>

# Введение

Плазма — это достаточно плотная совокупность подвижных относительно друг друга положительно и отрицательно заряженных частиц. В природе плазма присутствует в основном в виде частично или полностью ионизированного газа, имея крайне широкое распространение. Вещество Солнца и остальных звезд фактически является высокотемпературной плазмой. В земных же условиях плазма образуется в ионосфере и в более низких слоях атмосферы при разрядах молний. Присутствие в плазме большого количества подвижных заряженных частиц приводит не только к появлению электрической проводимости, но и к наличию важной характерной особенности, демонстрируемой плазмоподобными средами - доминирования коллективных эффектов, проявляющихся при реакции заряженных частиц плазмы на внешние электромагнитные возмущения. Одно из проявлений коллективных эффектов - наличие плазменной частоты, зависящей от концентрации заряженных частиц в плазме. При частотах ниже плазменного края электромагнитные волны не могут распространяться в объеме плазмы и отражаются от ее границы с внешней не проводящей средой. Данный эффект проявляется, в частности, в наличии характерного серого цвета и металлического блеска у металлов. А также при отражении электромагнитных сигналов радиочастотного диапазона от ионосферы Земли.

Плазма может быть представлена не только частично или полностью ионизированным газом, но и свободными электронами в твердых телах на фоне положительных зарядов ионного остова. Электроны в твердых телах находятся в периодическом потенциале решетки, что приводит к существенной модификации их спектра (строго говоря, спектра квазичастиц) и появлению зонной структуры. В твердых телах плазма находится в гораздо более контролируемых и стабильных условиях по сравнению с газовой плазмой. В частности,

это позволяет реализовывать электронные системы пониженной размерности. В таких системах движение электронов ограничено в одном или нескольких направлениях путем их помещения в квантовую яму. Ограничимся далее случаем двумерных электронных систем (ДЭС).

С точки зрения электродинамики плазмы ДЭС активно привлекают интерес исследователей в связи с рядом уникальных свойств, демонстрируемых двумерными плазменными возбуждениями. В отличие от трехмерного случая, где продольные плазмоны (те, у которых направление колебаний заряженных частиц сонаправлено с направлением распространения волны) являются практически бездисперсионными, плазмоны в ДЭС обладают сильным корневым (в квазистатическом пределе) законом дисперсии. Свойства двумерных плазменных возбуждений можно менять в широком диапазоне путем изменения концентрации двумерных электронов, приложения внешнего магнитного поля или модификации диэлектрического/металлического окружения ДЭС.

Совершенствование технологий производства гетероструктур, в частности, методов молекулярно-лучевой эпитаксии, позволило получать ДЭС с высокими подвижностями носителей заряда. Рекордные низкотемпературные подвижности привели к значительному увеличению длины свободного пробега носителей заряда, позволив исследовать единичные образцы ДЭС миллиметрового размера, продвинувшись в микроволновый диапазон (300 МГц – 300 ГГц) электромагнитного излучения. С одной стороны, нахождение в данном диапазоне крайне удобно в смысле существования отработанных методик детектирования и генерации сигнала, позволяющих комфортно исследовать плазменные возбуждения в ДЭС. С другой стороны, в микроволновом и субтерагерцовом (100 ГГц – 1 ТГц) диапазонах существует большое количество практических применений, связанных с радарными технологиями и системами беспроводной связи, что делает исследование плазменных эффектов в ДЭС актуальным не только в фундаментальной, но и в прикладной области.

Более конкретно, важность экспериментальных исследований, проводимых в настоящей работе, связана с широкой распространенностью конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее, как в прикладной, так и в научной областях. Данная конфигурация, в частности, используется для возбуждения плазмонов в ДЭС, для детектирования электро-

магнитного излучения с помощью ДЭС, а также для управления проводимостью канала в структурах типа полевого транзистора. В силу этого понимание электродинамики плазмы в данных системах актуально для оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. Однако, несмотря на широкую распространенность конфигурации частично экранированной ДЭС, данный случай до сих пор не был достаточно подробно исследован.

**Целью** настоящей работы является экспериментальное исследование влияния близкого металлического затвора, частично покрывающего ДЭС, на двумерные плазменные и магнитоплазменные возбуждения в данных системах в субтерагерцовом частотном диапазоне.

В качестве **метода исследования** использовалась неинвазивная оптическая методика, основанная на анализе спектра люминесценции ДЭС, позволяющая детектировать разогрев ДЭС, вызванный поглощением сверхвысокочастотного (СВЧ) сигнала. Важным преимуществом данной методики является то, что для детектирования не требуется никаких дополнительных металлических электродов вблизи образца. В процессе проведения измерений образцы находились в жидком гелии при температуре  $T = 4.2$  К в криостате со сверхпроводящим магнитом с возможностью приложения магнитного поля до  $B = 5$  Т. Используемые гетероструктуры на основе GaAs/AlGaAs, содержащие высококачественные ДЭС, в условиях низких температур позволили исследовать фундаментальные наиболее низкочастотные плазменные возбуждения в одиночных образцах миллиметрового размера.

**Научную новизну работы** составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Обнаружено и экспериментально исследовано новое семейство “проксимити” плазменных мод в протяженной ДЭС, частично экранированной металлическим затвором в форме узкой полоски. В частности, исследована серия мод, соответствующая плазменным возбуждениям с квантованием волнового вектора вдоль затвора. Исследована зависимость резонансной частоты фундаментального продольного “проксимити” плазмона от концентрации двумерных электронов и геометрических параметров затвора. Несмотря на одномерный характер и наличие близкого затвора, подра-

зумевающие линейный дисперсионный закон, обнаруженное продольное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало и корневой дисперсионный закон, и корневую зависимость от расстояния между ДЭС и затвором. Тем самым показано принципиальное отличие случая частичной экранировки ДЭС от хорошо изученных случаев неэкранированной и полностью экранированной ДЭС.

2. Измерен спектр “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации ДЭС в форме диска с периметрическим контактом и центральным металлическим затвором в форме диска меньшего размера. Для данной геометрии фундаментальное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало линейный дисперсионный закон, отличающийся от полностью экранированного случая численным множителем.
3. Обнаружена новая релятивистская плазменная мода в системах с частичной экранировкой ДЭС. Показано, что данная мода возбуждается только при наличии электрического соединения между металлическим затвором и ДЭС через боковой периметрический контакт. Обнаружено, что релятивистская плазменная мода наблюдается на неожиданно низких частотах и демонстрирует нетривиальное магнитополевое поведение. Разработана физическая модель, рассматривающая обнаруженную моду в терминах электрической емкости между ДЭС и затвором и кинетической индуктивности двумерных электронов, количественно описывающая резонансную частоту релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле. Установлено, что принципиальным отличием наблюдаемой релятивистской моды является перетекание заряда между ДЭС и затвором через электрическое соединение, в результате которого ДЭС периодически теряет свою квазинейтральность.
4. Установлена зависимость свойств релятивистского плазменного возбуждения от геометрических параметров системы и внешней электрической цепи, подключенной между металлическим затвором и периметрическим контактом ДЭС. Обнаружено, что релятивистский плазмон испытывает гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Получены зависимости резонансной частоты и магнитополевого поведения от индук-

тивности внешней электрической цепи. Продемонстрирована возможность уменьшения резонансной частоты релятивистского плазмона почти на порядок путем увеличения индуктивности внешней электрической цепи без каких-либо изменений ДЭС. Обнаружено, что в режиме сильного взаимодействия с фотонной модой данный плазменный резонанс наблюдается на частотах  $\omega < 1/\tau$ , при которых обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер.

5. Обнаружен эффект уменьшения резонансной частоты плазмона в ДЭС в форме диска с боковым копланарным металлическим затвором, находящимся на некотором удалении от края ДЭС, относительно неэкранированного случая. Установлено, что резонансная частота плазмона уменьшается при уменьшении размера щели между ДЭС и боковым затвором. Показано, что экспериментальные точки, соответствующие резонансной частоте в нулевом магнитном поле, для образцов с разным диаметром и разной концентрацией двумерных электронов ложатся на универсальную кривую в координатах частоты, нормированной на частоту неэкранированного плазмона в диске, и размера щели между ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр диска. Обнаружено, что при размерах щели меньше 2 мкм наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от универсальной кривой. Наблюдаемый эффект был связан с наличием области краевого обеднения ДЭС, что приводило к насыщению зависимости резонансной частоты от размера щели в области от 0 до 2 мкм. Данный эффект также позволил провести простую спектроскопию края ДЭС, определив из экспериментальных данных характерный размер области краевого обеднения ДЭС 0.5 мкм.

**Научная и практическая значимость** настоящей работы обусловлена широкой распространенностью как в прикладной, так и в научной областях конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее. В частности, такие системы используются для возбуждения плазмонов в ДЭС, для детектирования электромагнитного излучения с помощью ДЭС, а также для управления проводимостью канала в транзисторных структурах. Понимание того, как устроены плазменные моды в данных системах, важно для

оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. Несмотря на широкую распространенность, случай частичной экранировки ДЭС до сих пор не был достаточно подробно исследован. Долгое время считалось, что плазменные возбуждения в таких системах полностью аналогичны экранированному плазмону, возбуждаемому в ДЭС непосредственно под затвором. Однако в настоящем исследовании было показано, что данный подход является неверным. Было экспериментально продемонстрировано, что в частично экранированных ДЭС возбуждаются семейства “проксимити” и релятивистских плазменных возбуждений, принципиально отличающиеся от плазменных возбуждений и в неэкранированных ДЭС, и в полностью экранированных ДЭС. Причины такого отличия были количественно объяснены в рамках рассмотрения плазменных возбуждений в частично экранированных ДЭС в терминах эквивалентного резонансного  $LC$ -контура.

В конфигурации ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски, было обнаружено и исследовано продольное “проксимити” плазменное возбуждение. Оказалось, что данное возбуждение, во-первых, является фундаментальным (наиболее низкочастотным) и, во-вторых, демонстрирует нетривиальную дисперсионную зависимость. Семейство продольных “проксимити” плазменных возбуждений с квантованием волнового вектора вдоль затвора стало недостающим звеном в систематике плазмонов в данной конфигурации ДЭС с затвором.

Было также обнаружено, что в случае наличия электрического соединения между затвором и ДЭС в частично экранированной системе возбуждается дополнительная релятивистская плазменная мода. Данная плазменная мода оказывается наиболее низкочастотным возбуждением и представляет собой периодические колебания электрического заряда из затвора в подзатворную область ДЭС через внешнюю соединительную электрическую цепь. Релятивистская плазменная мода в рассматриваемой системе испытывает сильную гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Благодаря этому свойствам данной плазменной моды, а именно резонансной частотой и магнитополевым поведением, можно управлять путем изменения магнитной индуктивности внешней электрической цепи. Таким образом, данная конфигурация является кандидатом для использования в качестве элемента интегральных

схем на плазмонах благодаря двум важным особенностям. Во-первых, благодаря возможности возбуждения релятивистской плазменной моды в любой системе, содержащей частично экранированную ДЭС с контактом, путем добавления электрического соединения между затвором и ДЭС и, во-вторых, благодаря перестраиваемости свойств.

При исследовании ДЭС, слабо экранированной боковым копланарным металлическим затвором, был обнаружен эффект насыщения зависимости резонансной частоты плазмона от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором. Данный эффект связан с наличием области краевого обеднения ДЭС и проявлялся при размерах щели меньше 2 мкм. Чувствительность резонансной частоты плазмона в ДЭС с боковой экранировкой к структуре края ДЭС позволила получить из экспериментальных данных оценку размера области краевого обеднения ДЭС, которая составила 0.5 мкм для исследованных структур. Обнаруженный эффект открывает возможности для использования плазменных возбуждений в ДЭС с боковой экранировкой в качестве средства спектроскопии края ДЭС.

**Личный вклад автора.** В настоящей диссертационной работе представлены оригинальные результаты, полученные лично автором, принимавшим активное участие в постановке задач, разработке конфигурации образцов и измерительной схемы, проведении измерений, обработке и анализе полученных результатов и подготовке научных статей к публикации.

**Апробация работы.** Основные результаты, представленные в настоящей работе, были доложены на следующих конференциях и школах:

1. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, “Наблюдение новых плазменных мод в двумерной электронной системе с близким затвором”, стендовый доклад, 1-я Школа молодых ученых “Новые материалы и технологии для систем безопасности”, Черноголовка (2019).
2. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах”, устный доклад, 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2020).

3. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Исследование релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах”, устный доклад, 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2021).
4. A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin, “Relativistic Plasma Excitations In Two-dimensional Electron Systems”, poster, The 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Chengdu (2021).
5. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах”, стендовый доклад, XV Российская конференция по физике полупроводников, Нижний Новгород (2022).
6. А. М. Зарезин, В. М. Муравьев, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин, “Плазменные возбуждения в двумерной электронной системе с боковой экранировкой”, устный доклад, 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный (2024).

**Публикации.** Основные результаты исследований, представленных в диссертационной работе, изложены в следующих публикациях:

1. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 99, вып. 24. — 241406(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.241406>.
2. Proximity plasma excitations in disk and ring geometries / V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 100, вып. 20. — С. 205405. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.205405>.
3. Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 102, вып. 8. — 081301(R). — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.081301>.

4. Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — Т. 111, вып. 5. — С. 316–320. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0370274X20050082>.
5. Плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах (Миниобзор) / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Андреев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2021. — Т. 113, вып. 11. — С. 740–750. — URL: <https://doi.org/10.31857/S1234567821110069>.
6. Новое семейство плазменных возбуждений в частично экранированной двумерной электронной системе / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 2. — С. 158–163. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0367676521020307>.
7. Anomalous retardation of relativistic plasmons: Microwave response of a gated two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105, вып. 4. — С. L041403. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.105.L041403>.
8. Laterally screened two-dimensional plasma excitations in a disk-shaped two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. A. Zabolotnykh [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Т. 108, вып. 11. — С. 115419. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.108.115419>.

**Объём и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, благодарностей и списка литературы. Полный объём диссертационной работы составляет 128 страниц с 43 рисунками. Список литературы содержит 130 наименований.

# Глава 1

## Литературный обзор

### 1.1 Введение

Плазма - это квазинейтральная совокупность подвижных относительно друг друга положительно и отрицательно заряженных частиц. Фундаментальной особенностью плазмы является проявление коллективных эффектов при реакции заряженных частиц плазмы на электромагнитное поле. Один из таких эффектов - экранирование возникающей в плазме неоднородности заряда. Электрическое поле от пробного заряда, помещенного в плазму, экранируется благодаря поляризации свободных зарядов в плазме. Размер сферы, внутри которой электрическое поле пробного заряда еще не экранировано, называется радиусом экранирования.

Критерием существенности коллективных эффектов в плазме выступает достаточная плотность заряженных частиц. Количественно этот критерий можно определить как наличие их большого количества внутри сферы с радиусом экранирования  $\lambda$ :

$$n_{3D} \frac{4}{3} \pi \lambda^3 \gg 1, \quad (1.1)$$

где  $n_{3D}$  - трехмерная концентрация электронов. В случае, когда скорости частиц описываются статистикой Больцмана, радиус экранирования называется радиусом Дебая  $\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi n_{3D} e^2}}$ , где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура электронов и  $e$  - заряд электрона (здесь и далее в настоящей главе формулы приведены в системе единиц СГС). В случае вырожденного Ферми-

газа, характерном, например, для металлов, радиус экранирования называется радиусом Томаса-Ферми  $\lambda_{T-F} = \sqrt{\frac{E_F}{6\pi n_{3D}e^2}}$ , где  $E_F$  - энергия Ферми электронной системы.

Исторически плазма ассоциировалась с ионизированными газами. Однако электроны в твердых телах на фоне положительно заряженного ионного остова также могут быть источником плазмы. При этом плазма в твердых телах находится в более контролируемых условиях по сравнению с газообразными средами. А в качестве заряженных частиц, строго говоря, стоит рассматривать квазичастицы - дырки и электроны. При этом их дисперсионные законы в общем случае отличны от квадратичной зависимости с массой свободной частицы.

## 1.2 Плазменные возбуждения в трехмерном случае

Помимо эффекта экранирования электрического поля, характерным проявлением коллективной динамики плазмы является наличие плазменной частоты (для обозначения частоты и циклической частоты будем использовать буквы  $F$  и  $\omega$  соответственно):

$$\omega_{3D} = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}} \quad , \quad (1.2)$$

где  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона соответственно,  $n_{3D}$  - концентрация электронов. Электромагнитные волны с частотой  $\omega < \omega_{3D}$  не могут распространяться в плазме, их амплитуда экспоненциально затухает с расстоянием. Здесь и далее для простоты будем полагать, что подвижные заряженные частицы представлены электронами. В твердых телах в качестве массы будет выступать эффективная масса квазичастицы  $m^*$ , а в знаменателе под корнем появится диэлектрическая проницаемость среды  $\varepsilon$ .

Первые экспериментальные исследования плазменных возбуждений начались в 1920-х годах и были посвящены плазме, образующейся в ионизированных газах [1—4]. Особо стоит отметить усилия Ирвинга Ленгмюра, который в своих пионерских работах [3; 4] провел систематическое исследование электромагнит-

ных возбуждений в ионизированных газах, а также ввел сами термины “плазма” и “плазменные колебания”. Также Ленгмюр выделил особый класс возбуждений - продольные электростатические плазменные волны, впоследствии названные ленгмюровскими волнами.

Поясним далее, что представляют собой плазменные возбуждения в трехмерной проводящей среде, опираясь на уравнения Максвелла и на классическое рассмотрение движения заряженных частиц плазмы в электромагнитном поле [5–7].

Отметим, что заряды и токи (плотность заряда и плотность тока), входящие в уравнения Максвелла, удобно разделять на внешние  $\rho_{ext}$  и  $\mathbf{j}_{ext}$  и связанные с реакцией среды  $\rho$  и  $\mathbf{j}$ . В настоящем рассмотрении будем считать, что внешние заряды отсутствуют ( $\rho_{ext} = 0$  и  $\mathbf{j}_{ext} = 0$ ), а реакция свободных зарядов плазмы “защита” в функции отклика  $\varepsilon$  или  $\sigma$ , которые определяются через материальные соотношения в Фурье-представлении:

$$\begin{aligned} \mathbf{D}(\omega, \mathbf{q}) &= \varepsilon(\omega, \mathbf{q})\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q}) \\ \mathbf{j}(\omega, \mathbf{q}) &= \sigma(\omega, \mathbf{q})\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q}), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  - векторы электрической индукции и напряженности электрического поля соответственно.  $\mathbf{q}$  - волновой вектор возбуждения. Заряды и токи плазмы входят в уравнения Максвелла через вектор поляризации  $\mathbf{P}$ :

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad (1.4)$$

определяемый следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{P} &= -\rho \\ \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} &= \mathbf{j}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Выбор рассмотрения диэлектрической функции  $\varepsilon$  или проводимости  $\sigma$  является вопросом удобства, данные величины связаны следующим соотношением:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 1 + \frac{4\pi i\sigma(\omega, \mathbf{q})}{\omega}. \quad (1.6)$$

Рассматривая движение заряженных частиц плазмы в переменном электрическом поле в рамках классического уравнения движения Ньютона, для диэлектрической функции трехмерной плазмы получим следующую формулу:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{3D}^2}{\omega^2}, \quad (1.7)$$

где  $\omega_{3D}$  определяется плазменной частотой (1.2). Данная формула получена в “плазменном” приближении  $\omega\tau \gg 1$ , где  $\tau$  - время электронной релаксации. То есть при условии того, что заряженная частица успевает совершить большое количество колебаний в переменном электрическом поле между актами рассеяния. В классическом рассмотрении время релаксации  $\tau$  можно учесть, добавив вязкую силу трения  $-\mathbf{p}/\tau$ , где  $\mathbf{p}$  - импульс заряженной частицы.

Анализируя формулу (1.7), можно сделать вывод о том, что при частотах  $\omega > \omega_{3D}$ , бóльших плазменной частоты (1.2), диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\omega) > 0$  и электромагнитная волна может распространяться в плазме. Напротив, при  $\omega < \omega_{3D}$  диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\omega) < 0$  и амплитуда электромагнитной волны уменьшается экспоненциально при распространении в плазме. Таким образом, плазменная частота (1.2) задает плазменный край, определяя диапазон частот, при которых электромагнитные возбуждения могут распространяться в плазме.

Данная трактовка применима к поперечным колебаниям, то есть решениям уравнений Максвелла и материальных уравнений при условии ортогональности вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  и направления распространения волны  $\mathbf{q}$ :

$$\mathbf{q} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \Rightarrow \quad q^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{tr}(\omega, \mathbf{q}), \quad (1.8)$$

где  $c$  - скорость света в вакууме. Решая совместно (1.8) и (1.7), получаем следующую зависимость [4]:

$$\omega_{tr}^2 = \omega_{3D}^2 + c^2 q^2, \quad (1.9)$$

где  $\omega_{3D}$  задается формулой (1.2).

Таким образом, поперечные возбуждения могут распространяться в плазме при частотах выше (1.2), испытывая деполяризационный сдвиг, описывае-

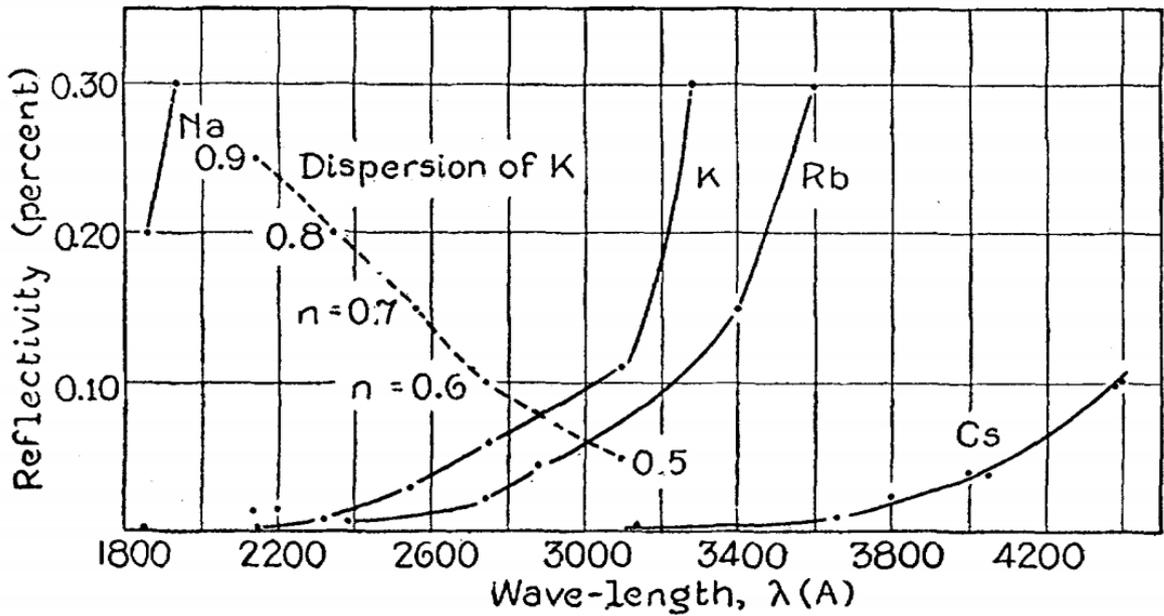


Рисунок 1.1: Зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения от длины волны для тонких пленок щелочных металлов (точки, соединенные сплошными линиями). Дисперсионная кривая для калия (точки, соединенные пунктирными линиями). Из работы [8].

мый формулой (1.8). При увеличении волнового вектора частота поперечного плазменного возбуждения асимптотически стремится к частоте света. Данная простая модель, описываемая диэлектрической функцией (1.7), с хорошей точностью описывает поведение металлов в оптической области электромагнитного спектра, в частности, объясняя характерный металлический блеск и серый цвет. Плазменная частота (1.2) для металлов типично лежит в области ультрафиолета  $\hbar\omega_{3D} = 2 - 20$  эВ. Для благородных металлов, однако, уже в видимом диапазоне нужно учитывать межзонные электронные переходы.

Плазменный край (1.2) в металлах явно наблюдался в работе [8], посвященной исследованию отражения и прохождения электромагнитных волн через тонкие пленки щелочных металлов (рис. 1.1). В последующих работах [9; 10] было впервые предложено объяснение данного явления с позиции коллективного отклика свободных электронов в металле, аналогичное трактовке Ленгмюра [3; 4] для носителей заряда в ионизированных газах.

Помимо рассмотренного выше, существует принципиально другой класс решений - продольные ленгмюровские волны, определяемые условием сонаправленности вектора  $\mathbf{E}$  и направления распространения волны  $\mathbf{q}$ . В общем

случае диэлектрические функции  $\varepsilon_l(\omega, \mathbf{q})$  и  $\varepsilon_{tr}(\omega, \mathbf{q})$  различны при наличии пространственной дисперсии даже в изотропной среде. В рамках настоящего рассмотрения ограничимся формулой (1.7) для обоих классов решений. Закон дисперсии для продольных плазменных возбуждений имеет вид:

$$\mathbf{q} \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_l(\omega, \mathbf{q}) = 0, \quad (1.10)$$

то есть резонансные частоты продольных плазменных возбуждений определяются нулями диэлектрической функции. Решая совместно (1.10) и (1.7), получаем бездисперсионную зависимость:

$$\omega_l = \omega_{3D} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \quad (1.11)$$

на той же самой частоте (1.2), определяющей край пропускания поперечных плазменных возбуждений.

Теоретическому исследованию продольных ленгмюровских волн в плазме посвящена серия работ Ландау [11–13], Власова [14–16] и Бома с Пайнсом [17–20]. Более тщательное рассмотрение привело к обнаружению слабой дисперсии, определяемой в приближении малых волновых векторов квадратичной поправкой:

$$\omega_l^2 = \omega_{3D}^2 + v^2 q^2, \quad (1.12)$$

где, в зависимости от статистики частиц, скорость  $v$  с точностью до численного коэффициента определяется либо средней тепловой скоростью  $v^2 = v_T^2 = 3k_B T/m$ , либо скоростью Ферми  $v^2 = 3/5 \cdot v_F^2$ . Экспериментальная проверка [21] дисперсионной зависимости (1.12) для продольных плазмонов с учетом слабой квадратичной поправки в случае теплового бoльцмановского распределения частиц по скоростям была проведена для плазмы, представленной ионизированным газом (рис. 1.2).

Отметим важный момент. Столкновительные механизмы релаксации дают вклад в упомянутое время релаксации  $\tau$  как для продольных, так и для поперечных плазменных волн, тем самым задавая нижнюю границу частот, при которых можно наблюдать плазменный резонанс  $\omega\tau > 1$ . Однако существует принципиально отличный механизм релаксации. Данный механизм, теоретиче-

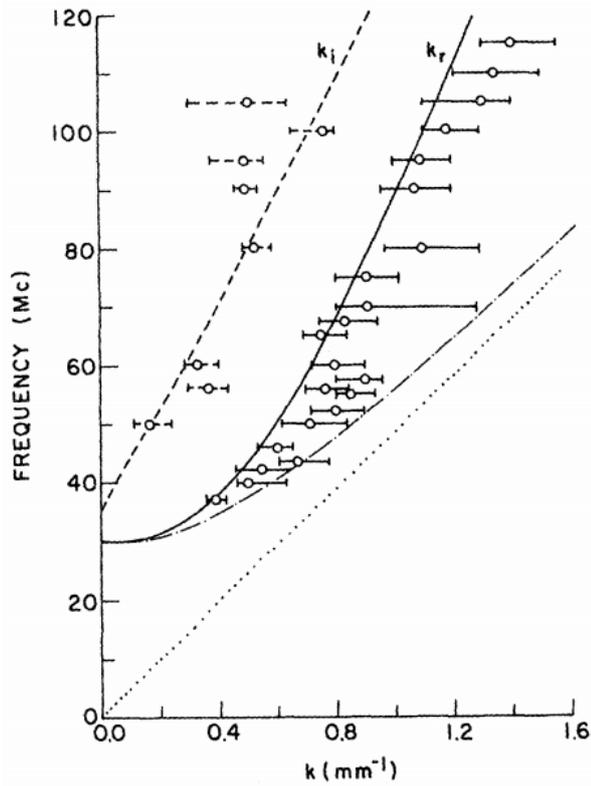


Рисунок 1.2: Дисперсионная зависимость продольных плазменных возбуждений в ионизированном газе (полые точки). Штрих-пунктирная кривая отвечает зависимости (1.12) для случая теплового распределения частиц по скоростям  $\omega_l^2 = \omega_{3D}^2 + 3k_B T/m \cdot q^2$ . Из работы [21].

ски предсказанный Л. Д. Ландау [12], является бесстолкновительным и относится к затуханию продольных плазменных возбуждений за счёт их распада на одночастичные возбуждения. В случае вырожденной электронной системы условием для реализации механизма затухания Ландау является возможность распада плазмона на электрон-дырочную пару (в смысле дырок в металле) [22; 23]:

$$\begin{cases} \hbar\omega_l(\mathbf{q}) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2m} \\ \mathbf{q} + \mathbf{k} = \mathbf{k}' \end{cases} \Rightarrow \hbar\omega_l(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{q}}{m} + \frac{\hbar^2 \mathbf{q}^2}{2m}, \quad (1.13)$$

где  $\hbar \mathbf{k}$  и  $\hbar \mathbf{k}'$  - импульсы электрона до и после поглощения плазмона соответственно, а  $\omega_l(\mathbf{q})$  определяется из уравнения (1.10). Также, имея в виду фермионную статистику электронов, нужно учитывать условия  $|\mathbf{k}| < k_F$  и  $|\mathbf{k} + \mathbf{q}| > k_F$  (для сферической поверхности Ферми), где  $k_F$  - величина волнового вектора Ферми.

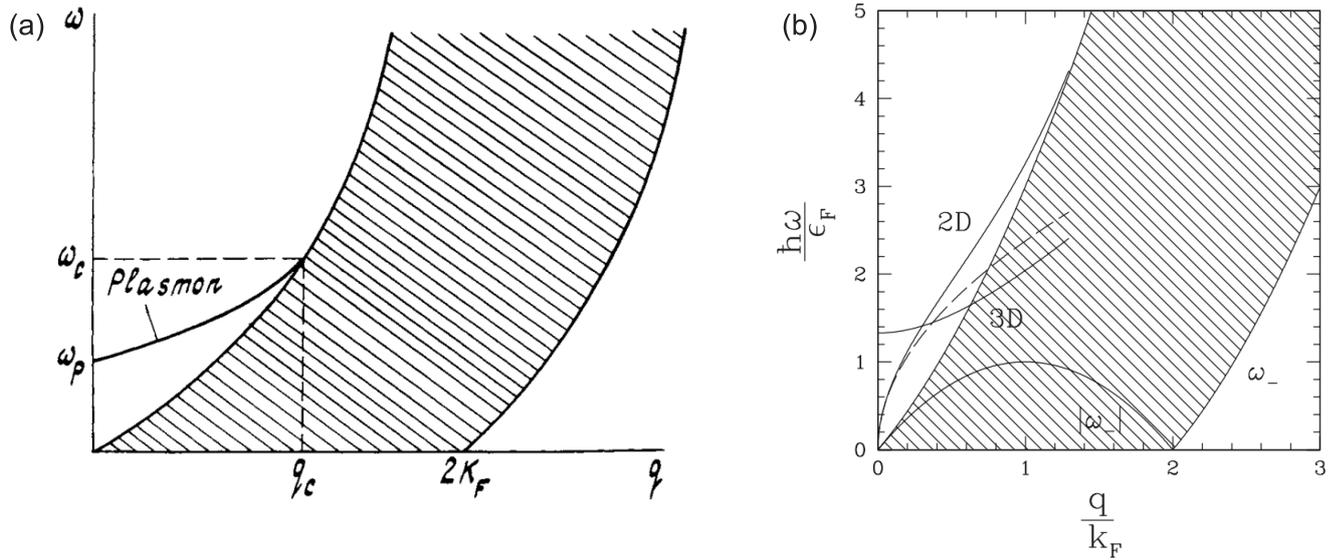


Рисунок 1.3: (а) Качественный вид дисперсионной зависимости продольного плазменного возбуждения в трехмерном случае.  $\omega_p$  - частота плазмона в нулевом магнитном поле,  $\omega_c$  и  $q_c$  - критические значения частоты и волнового вектора, при которых становится возможным бесстолкновительное затухание Ландау за счёт распада плазмона на электрон-дырочную пару. Из работы [24]. (б) Дисперсионные зависимости продольных плазменных возбуждений в случае трехмерной и двумерной электронных систем в координатах, нормированных на энергию и волновой вектор Ферми соответственно. Сплошные кривые отвечают расчету на основе приближения случайных фаз (random phase approximation) для параметра взаимодействия  $r_s = 2$ , пунктирная кривая отвечает корневой квазистатической зависимости в двумерном случае (1.20). Из работы [25]. На обеих картинках штриховка отвечает области, где возможен распад плазмона на электрон-дырочное возбуждение (1.13).

На рисунке 1.3 показаны дисперсионные зависимости плазмонов в случае трехмерной и двумерной электронной систем. Область, в которой возможно затухание Ландау (1.13), показана штриховкой. Таким образом, начиная с некоторого критического волнового вектора  $q_c$  закон дисперсии плазменного возбуждения попадает в область, где возможен распад плазмона на электрон-дырочное возбуждение. Величину данного критического вектора можно оценить как  $q_c \approx \omega_l/v_F \sim \sqrt{r_s} \cdot k_F$ . Безразмерный параметр  $r_s$ , представляющий собой радиус Вигнера-Зейтца, нормированный на боровский радиус, отвечает отношению характерной кулоновской энергии межэлектронного взаимодействия и характерной кинетической энергии электрона в кристалле (энергии Ферми). Таким образом, дисперсионные зависимости для продольных плазменных возбуждений и в трехмерном, и в двумерном случаях лежат заметно вы-

ше (рис. 1.3) границы области распада плазмона на электрон-дырочное возбуждение, по крайней мере, вплоть до достаточно больших значений волнового вектора  $q_c \sim \sqrt{r_s} \cdot k_F$ . Отметим, что данный факт является критичным для возможности наблюдения продольных плазменных возбуждений.

### 1.3 Поверхностные плазменные возбуждения

В предыдущем разделе были рассмотрены плазменные возбуждения в объеме бесконечной трехмерной проводящей среды. В случае твердых тел с хорошо определенной поверхностью можно ожидать возбуждение дополнительных плазменных мод, связанных непосредственно с поверхностью раздела данной проводящей среды и диэлектрика. Отметим, что плазменные возбуждения в газах и твердых телах начали изучаться систематически в 1920-х [1–4] и 1930-х [8–10] годах соответственно. Однако, несмотря на это, первая работа, в которой, по сути, был рассмотрен поверхностный плазмон на границе металла и диэлектрика, была опубликована Зоммерфельдом [26] на рубеже XIX и XX веков и была связана с вопросами передачи электроэнергии по проводам.

Аналогично тому, как это было показано для плазменных возбуждений в объеме трехмерной проводящей среды в предыдущем разделе настоящей работы, поверхностные плазменные возбуждения можно также рассмотреть [6; 7], опираясь на уравнения Максвелла классической электродинамики и определяя отклик носителей заряда с помощью классических уравнений движения Ньютона (1.7).

Оказывается, что в случае наличия у проводящей трехмерной среды (далее будем рассматривать случай металла) плоской границы с диэлектриком, помимо решений, отвечающих поперечным (1.9) и продольным (1.12) объемным плазменным возбуждениям, существуют решения, отвечающие локализованному вблизи поверхности раздела металл-диэлектрик плазменному возбуждению. Данное плазменное возбуждение - поверхностный плазмон-поляритон (рус. - ППП; англ. - SPP, surface plasmon polariton) - представлено волной, бегущей вдоль границы раздела металл-диэлектрик. Отметим, что решение в виде бегущей волны существует только в форме ТМ-моды (ненулевыми являются только компоненты  $E_x$ ,  $E_z$  и  $H_y$ ). На рисунке 1.4 качественно показаны характер раз-

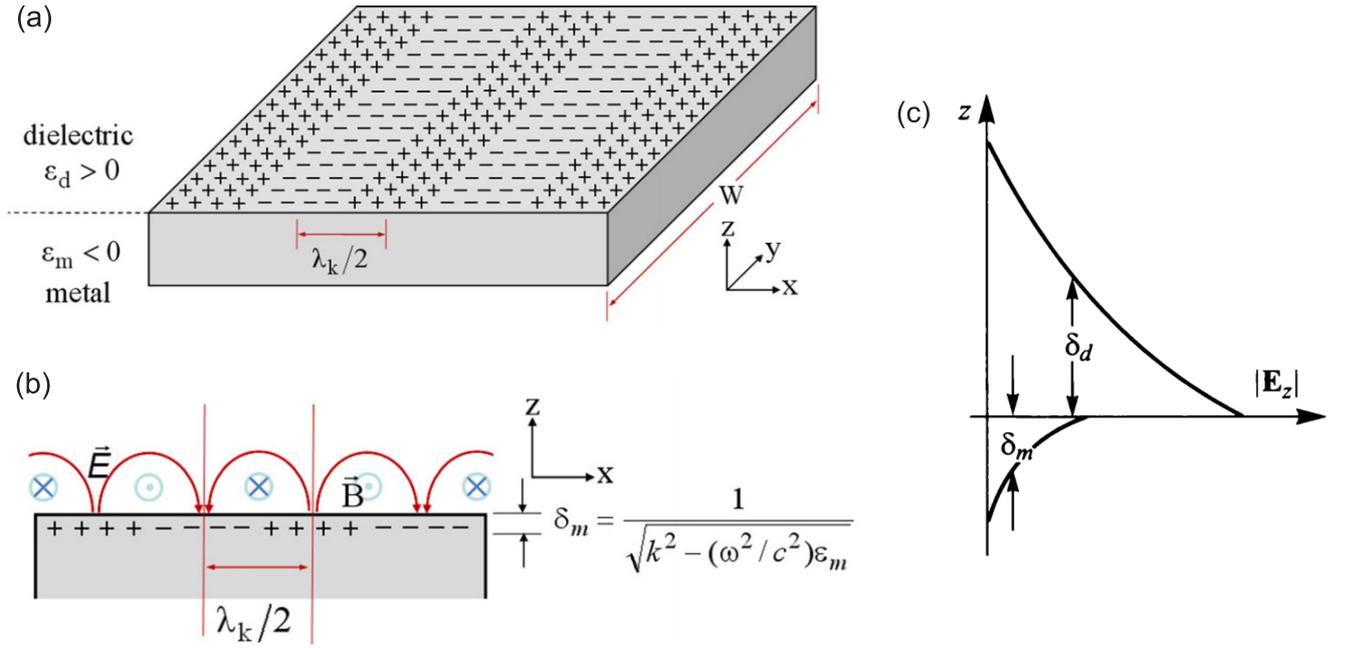


Рисунок 1.4: (a, b) Качественный вид разделения электрических зарядов и распределения электрического и магнитного полей, отвечающих возбуждению поверхностного плазмон-поляритона (ППП) на плоской границе раздела металла и диэлектрика.  $\lambda_k = 2\pi/q_{spp}$  - длина волны ППП. Из работы [27]. (c) Качественный вид зависимости величины электрического поля ППП от расстояния до границы раздела металл-диэлектрик.  $\delta_{m,d} = 1/\kappa_{m,d}$  отвечает длине затухания электрического поля ППП в направлении  $z$  (1.14, 1.15). Из работы [7].

деления зарядов и распределения электромагнитных полей при возбуждении ППП, а также изображена используемая система координат. Характер распределения электрического поля в металле и диэлектрике для ППП описывается следующим образом:

$$\mathbf{E}_{m,d} = \mathbf{E}_{m,d}^{(0)} \cdot e^{iq_{spp}x - i\omega t} \cdot e^{-\kappa_{m,d}|z|}, \quad (1.14)$$

где  $q_{spp}$  - волновой вектор ППП, направленный вдоль границы раздела металл-диэлектрик. При этом электромагнитные поля в металле и диэлектрике имеют затухающий характер в направлении, перпендикулярном границе раздела, определяющийся величинами  $\kappa_m$  и  $\kappa_d$  соответственно:

$$\kappa_{m,d} = \sqrt{q_{spp}^2 - \varepsilon_{m,d} \cdot \left(\frac{\omega}{c}\right)^2}, \quad (1.15)$$

где  $\varepsilon_m$  и  $\varepsilon_d$  - диэлектрические функции в металле и диэлектрике соответственно.

Из условия непрерывности тангенциальных компонент напряженности электрического и магнитного полей на границе раздела вытекает следующее соотношение:

$$\frac{\varepsilon_m}{\kappa_m} + \frac{\varepsilon_d}{\kappa_d} = 0. \quad (1.16)$$

То есть действительные части (далее для простоты будем пренебрегать потерями в металле и диэлектрике) диэлектрических функций должны иметь разные знаки с двух сторон от границы раздела  $\varepsilon_d > 0$  и  $\varepsilon_m < 0$ , что заведомо реализуется в случае металл-диэлектрик ниже плазменной частоты (1.2).

Комбинируя формулы (1.15) и (1.16), получим следующее выражение для дисперсионной зависимости ППП:

$$q_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}. \quad (1.17)$$

В качестве иллюстрации построим дисперсионную зависимость ППП (рис. 1.5 (а)), используя следующие модельные параметры и зависимости:  $\varepsilon_d = 1$ ,  $\varepsilon_m = 1 - \omega_{3D}^2/\omega^2$  в соответствии с (1.7),  $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг и  $n_{3D} = 10^{23}$  см<sup>-3</sup>. Отметим основные моменты, характеризующие дисперсионную зависимость ППП. Данная мода целиком лежит в области частот ниже плазменного края (1.2). В области малых волновых векторов частота ППП асимптотически выходит на световой конус. При увеличении волнового вектора дисперсионная зависимость (1.17) асимптотически выходит на постоянную частоту  $\omega_{3D}/\sqrt{2}$  (в случае  $\varepsilon_d = 1$ ), при этом рассматриваемая мода приобретает электростатический характер и называется поверхностным плазмоном, будучи представленной стоячей волной (групповая скорость  $v_g \rightarrow 0$ ).

На рисунках 1.5 (b) и (c) также представлены зависимости характерного размера области делокализации электрического поля (1.14, 1.15) в направлении, перпендикулярном границе раздела, от волнового вектора в абсолютных единицах и в относительных единицах, нормированных на длину волны  $\lambda = 2\pi/q$  соответственно.

Резюмируем основные моменты, связанные с возбуждением ППП на границе металл-диэлектрик. Во-первых, ППП представлен в виде ТМ-моды с волновым вектором в плоскости границы металл-диэлектрик (при условии  $\varepsilon_d > 0$  и  $\varepsilon_m < 0$ ) и экспоненциальным затуханием электромагнитных полей в направ-

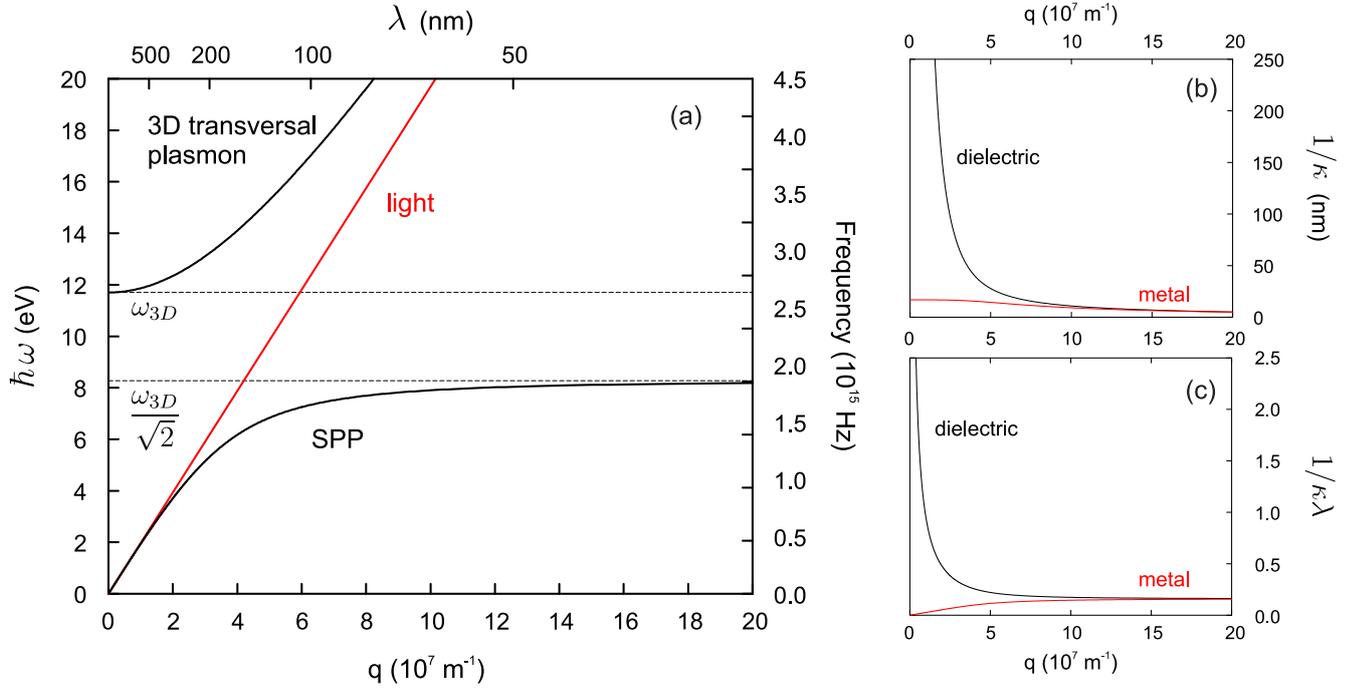


Рисунок 1.5: (а) Дисперсионные зависимости для поперечного плазмона в объеме металла (3D transversal plasmon), поверхностного плазмон-поляритона (SPP) и для электромагнитных волн в диэлектрике (light). Зависимости построены, опираясь на формулы (1.9), (1.17) и  $\omega = cq$  соответственно. Горизонтальные линии отвечают положению плазменной частоты  $\omega_{3D}$  (1.2), а также асимптотической частоты для поверхностного плазмона в электростатическом режиме  $\omega_{3D}/\sqrt{2}$ . (b, c) Зависимости характерного размера области делокализации электрического поля (1.14, 1.15) в направлении, перпендикулярном границе раздела, от волнового вектора в абсолютных единицах и в относительных единицах, нормированных на длину волны  $\lambda = 2\pi/q$  соответственно. Для построения графиков использованы модельные параметры и зависимости  $\varepsilon_d = 1$ ,  $\varepsilon_m = 1 - \omega_{3D}^2/\omega^2$  в соответствии с (1.7),  $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг и  $n_{3D} = 10^{23}$  см $^{-3}$ .

лении, перпендикулярном границе. Во-вторых, ППП возбуждается в области частот ниже плазменного края (1.2) для объемных мод. В-третьих, ППП является подсветовой модой (рис. 1.5 (а)), дисперсионная зависимость которой (1.17) лежит ниже светового конуса. Это означает, что ППП в случае бесконечной однородной границы металл-диэлектрик не получится возбудить падающей из диэлектрика электромагнитной волной из-за нехватки волнового вектора фотона для удовлетворения закона сохранения импульса. Отметим, что такая проблема является общей для подсветовых возбуждений, в том числе и для двумерного плазмона, который будет рассмотрен в следующем разделе. В-четвертых, вопрос о затухании Ландау (рис. 1.3) актуален для ППП, так же как и для продольного объемного плазмона.

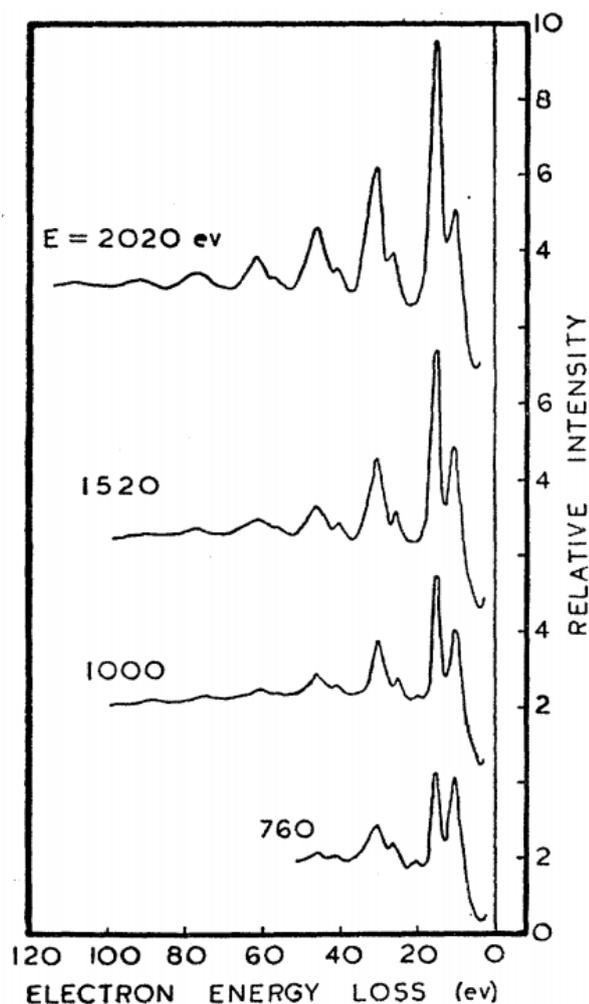


Рисунок 1.6: Характеристические спектры потерь энергии электронами при их отражении от алюминиевой фольги толщиной 50–100 Å. Из работы [37].

Отметим также, что спустя несколько лет после теоретической работы Зоммерфельда [26] Робертом Вудом была опубликована экспериментальная работа [28], в которой было исследовано прохождение света через дифракционную решетку. В полученных спектрах наблюдались линии, названные аномалиями Вуда, которые не описывались стандартной теорией дифракции. Как оказалось впоследствии, данные линии были связаны с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов в металлизации на полосках дифракционной решетки. Однако в силу сложной конфигурации, а именно возбуждения поверхностных плазмонов в периодической решетке, данный эффект долгое время оставался необъясненным. Потребовалось более 50 лет, а также серия экспериментальных [29–32] и теоретических [33–36] работ, чтобы объяснить аномалии Вуда с позиции плазменных возбуждений.

Упомянем более прямолинейные эксперименты [37—39], посвященные исследованию плазмонов, в том числе и поверхностных, в металлах. Данные эксперименты были связаны с проведением спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, пучок которых падал на тонкую металлическую фольгу. В работе [37], в частности, наблюдалась серия пиков (рис. 1.6), два наиболее низкоэнергетичных из которых соответствовали возбуждению поверхностного и объемного плазмонов. Теоретические работы [40—42], посвященные описанию плазменных резонансов при проведении спектроскопии характеристических потерь энергии электронами, завершились [43] полноценным и систематическим рассмотрением поверхностных плазменных возбуждений в слоистых структурах из металла и диэлектрика.

## 1.4 Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

Как было показано в предыдущих разделах настоящей главы, физический характер плазменных возбуждений существенно меняется при переходе от трехмерного объемного случая к поверхностному. В некотором смысле следующим шагом в данном направлении является переход к принципиально новому объекту - низкоразмерным электронным системам пониженной размерности. Далее ограничимся случаем двумерных электронных систем (ДЭС). Исследование низкоразмерных электронных систем привело к открытию целого ряда принципиально новых физических явлений, наиболее яркими примерами которых являются целочисленный [44] и дробный [45] квантовый эффект Холла. В контексте плазменных возбуждений ДЭС является крайне привлекательным объектом, так как, в отличие от объемного трехмерного случая, свойства плазменных возбуждений в ДЭС можно менять в широком диапазоне, изменяя концентрацию двумерных электронов, прикладывая магнитное поле или модифицируя диэлектрическое/металлическое окружение ДЭС.

Для различных свойств электронной системы существуют различные критерии “низкоразмерности”. Например, для исследования интерференционных поправок к проводимости необходимо, чтобы длина сбой фазы (неупругого рас-

сеяния) электронов была больше толщины системы. А для квантования проводимости в случае одномерного транспорта необходимо, чтобы длина свободного пробега электронов была сравнима с продольным размером электронной системы. Мы же остановимся далее на энергетическом критерии “двумерности” электронной системы. Если поместить электронную систему в некоторый потенциал, ограничивающий движение электронов в одном из направлений (для определенности вдоль оси  $z$ ) на масштабах, меньших дебройлевской длины волны, то в данном направлении движение электронов будет квантованным. Дисперсионная зависимость электронов в такой системе будет иметь следующий вид:

$$E(n, k_x, k_y) = E_{z,n} + \frac{\hbar^2}{2m^*} \cdot (k_x^2 + k_y^2), \quad (1.18)$$

где  $E_{z,n}$  - энергия уровней размерного квантования ( $n$  - целое число, нумерующее подзоны), а эффективная масса электронов  $m^*$  для простоты считается изотропной. Таким образом, электроны могут свободно двигаться в плоскости  $xy$ , а в направлении  $z$  являются локализованными на масштабе размера потенциальной ямы. Если при этом масштабы тепловой энергии  $k_B T$  и энергии Ферми  $E_F$  электронной системы оказываются много меньше расстояния между уровнями размерного квантования, то все электроны большую часть времени находятся на наинижем уровне размерного квантования  $E_{z,0}$  и электронную систему можно считать двумерной (квазидвумерной).

Отметим, что исследование поверхностных плазмонов в тонком слое металлической фольги [37–43] в некотором смысле можно считать переходом от трехмерного объемного к двумерному случаю. Однако существует принципиальное отличие поверхностных плазмонов на границе трехмерной проводящей среды и диэлектрика и двумерных плазмонов в ДЭС с точки зрения электродинамики. В случае ДЭС все двумерные электроны участвуют в электродинамическом отклике, а в случае поверхностного плазмона эффективно участвуют только электроны, находящиеся в слое размером с характерную глубину проникновения электрического поля ППП в металл  $\delta = 1/\kappa_m$ , которая зависит от волнового вектора возбуждения, уменьшаясь при увеличении частоты в соответствии с выражением (1.15). В качестве иллюстрации на рисунке 1.7 показаны качественный вид разделения электрических зарядов и распределения электри-

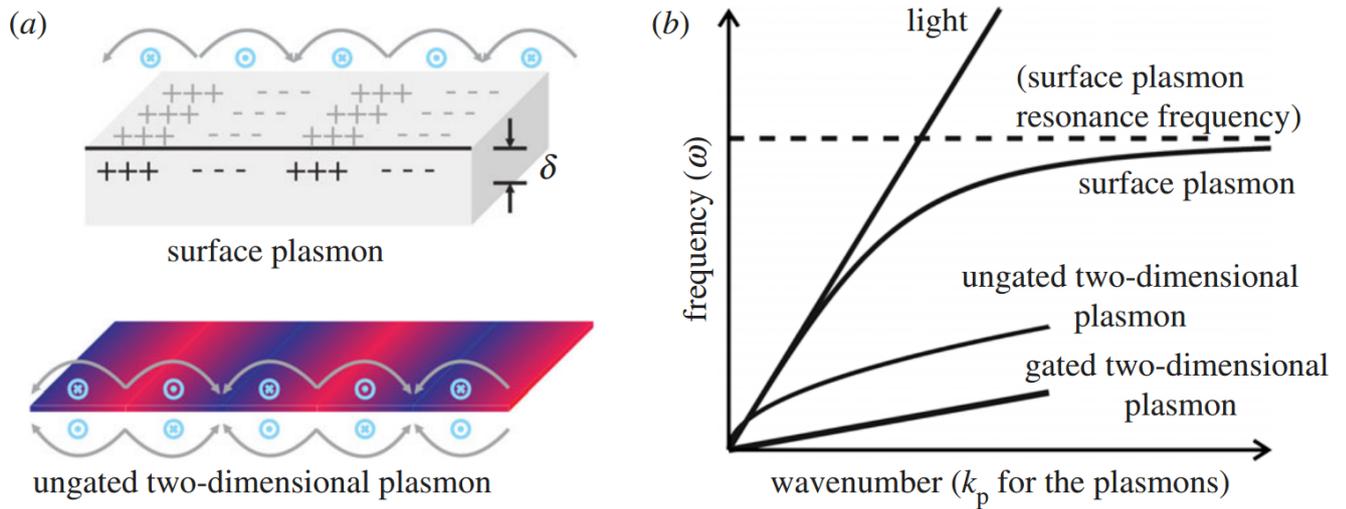


Рисунок 1.7: (а) Качественный вид разделения электрических зарядов и распределения электрического (серые стрелки) и магнитного (голубые направляющие) полей, отвечающих возбуждению поверхностного плазмон-поляритона (ППП) на плоской границе раздела металла и диэлектрика и плазмона в двумерной электронной системе (ДЭС) на верхней и нижней вставках соответственно.  $\delta = 1/\kappa_m$  отвечает длине затухания электрического поля ППП в металле (1.14, 1.15). (б) Качественный вид дисперсионных зависимостей электромагнитной волны в диэлектрике, ППП, двумерного плазмона в случае неэкранированной и экранированной ДЭС. Переход дисперсионной зависимости неэкранированного двумерного плазмона в надсветовую область является артефактом построения квазистатической корневой зависимости. Из работы [46].

ческого и магнитного полей в случаях возбуждения поверхностного плазмона на плоской границе раздела металла и диэлектрика и плазмона в ДЭС.

Отклик двумерной электронной системы (ДЭС) на продольное периодически меняющееся электрическое поле был рассмотрен Штерном в 1967 году. Им была впервые получена формула, выведенная при условии  $\omega/qv_F \gg 1$  (то есть вдали от области, в которой возможно затухание Ландау), описывающая дисперсионную зависимость двумерных плазмонов [47]:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left( \frac{\omega^2}{2\pi n_s e^2 / m^* \varepsilon} \right)^2, \quad (1.19)$$

где  $q$  - волновой вектор, лежащий в плоскости ДЭС,  $n_s$  - концентрация двумерных электронов,  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды. Отметим два важных момента. Во-первых, так как поле двумерного плазмона делокализовано в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, то в случае нетривиального

диэлектрического/металлического окружения  $\varepsilon(q)$  является функцией волнового вектора возбуждения. Данный вопрос будет освещен в одном из следующих разделов настоящей главы. Во-вторых, первое слагаемое  $\varepsilon\omega^2/c^2$  в правой части выражения (1.19) отвечает проявлению эффектов запаздывания при приближении дисперсионной зависимости двумерного плазмона к световому конусу. Данному режиму будут посвящены два заключительных раздела настоящей главы. Остановимся далее на обсуждении электростатического режима, в котором данным слагаемым в формуле (1.19) можно пренебречь.

В квазистатическом приближении при больших значениях волнового вектора  $q$ , когда дисперсионный закон двумерного плазмона находится далеко от светового конуса, его дисперсионная зависимость описывается корневым законом:

$$\omega_{pl}(q) = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* \varepsilon}} q. \quad (1.20)$$

Аналогично случаю продольного плазмона в трехмерной системе (1.12) при больших величинах волнового вектора  $q$  в дисперсионной зависимости (1.20) будут появляться поправки следующих порядков малости, описываемые [47] выражением  $\omega_{pl}^2 \approx aq + bq^2$ .

Добавим, что формулу (1.20) в квазистатическом приближении также можно получить, опираясь на уравнения Максвелла классической электродинамики и определяя отклик носителей заряда с помощью классических уравнений движения Ньютона. Для отклика ДЭС, таким образом, получаются следующие выражения:

$$\varepsilon_{xx}^{2D}(\omega) = 1 + \frac{4\pi i \sigma_{xx}^{2D}(\omega) \cdot q}{\omega} \quad (1.21)$$

и

$$\sigma_{xx}^{2D}(\omega) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{1}{1 - i\omega\tau}, \quad (1.22)$$

из которых в “плазменном” приближении  $\omega\tau \gg 1$  совместно с условием (1.10) можно получить искомую корневую зависимость (1.20). Рассматриваемые плазменные возбуждения также можно называть продольными, имея в виду сонаправленность электрического поля и волнового вектора двумерного плазмона непосредственно в плоскости ДЭС.

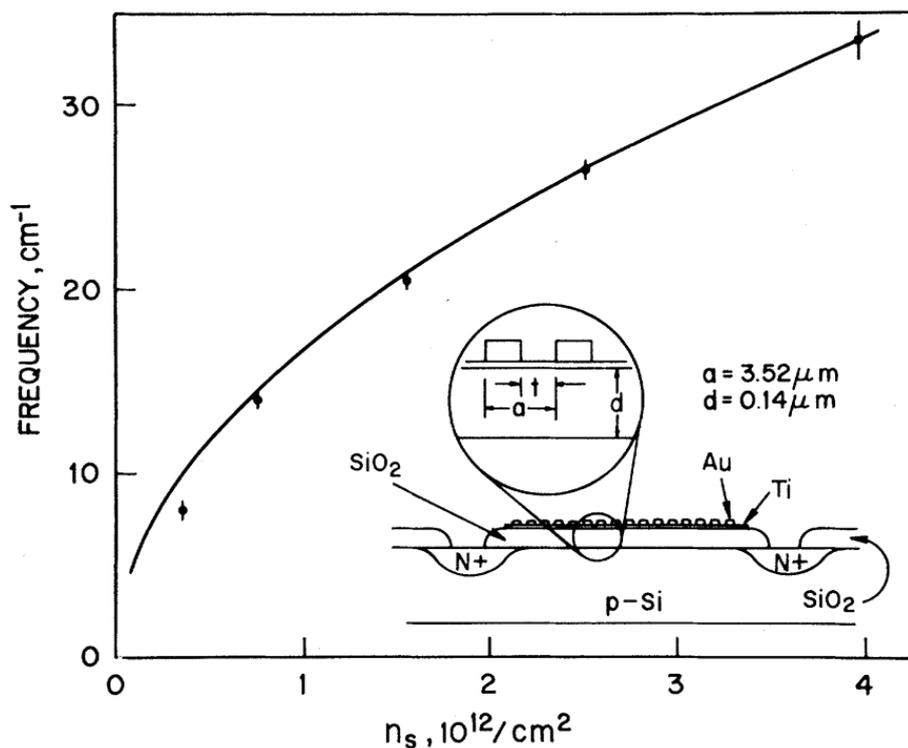


Рисунок 1.8: Зависимость резонансной частоты двумерного плазмона от концентрации двумерных электронов. Сплошная линия - теоретическая зависимость (1.20) с учетом диэлектрической функции  $\varepsilon(q) = (\varepsilon_s + \varepsilon_{ox} \coth(qh))/2$ , где  $\varepsilon_{s,ox}$  - диэлектрические проницаемости кремния и оксида кремния соответственно. На вставке показан схематический вид МОП-транзистора. На поверхность нанесен полупрозрачный титановый затвор, а также золотая металлическая решетка. Из работы [49].

Двумерные плазменные возбуждения были впервые экспериментально исследованы в ДЭС, представленной электронами над поверхностью жидкого гелия [48] в 1976 году. В данном случае потенциал, ограничивающий движение электронов в направлении, перпендикулярном поверхности жидкого гелия, связан со следующими вкладками. Электрон с одной стороны отталкивается от поверхности жидкого гелия из-за принципа запрета Паули, а с другой стороны взаимодействует со своим изображением за счет поляризуемости диэлектрической среды. В эксперименте [48] в металлической ячейке, частично заполненной жидким гелием, была получена ДЭС, концентрация которой регулировалась с помощью приложения напряжения к сторонам ячейки. В данной работе была экспериментально подтверждена дисперсионная зависимость (1.20) двумерных плазмонов, а также исследовано их затухание.

Двумя годами позже двумерные плазмоны были экспериментально исследованы уже в твердотельной системе [49], где ДЭС была реализована в инверсионном слое кремния в транзисторной МОП-структуре (рус. - металл-оксид-полупроводник; англ. - MOSFET, metal-oxide-semiconductor field-effect transistor). На рисунке 1.8 показана экспериментально полученная дисперсионная зависимость, а также схематический вид структуры.

Отметим, что в первых экспериментах [48; 49] и в случае электронов над поверхностью жидкого гелия в металлической ячейке, и в данной твердотельной системе присутствовала некоторая степень экранировки ДЭС расположенными рядом с ней металлическими электродами/затворами. В случае МОП-структуры на поверхность был напылен титановый полупроницаемый затвор, подавая напряжение на который можно было регулировать концентрацию двумерных электронов в системе. Таким образом, помимо корневой зависимости (1.20) также была учтена диэлектрическая функция вида  $\varepsilon(q) = (\varepsilon_s + \varepsilon_{ox} \coth(qh))/2$ , где  $\varepsilon_s, ox$  - диэлектрические проницаемости кремния и оксида кремния соответственно. Нанесенный сверху периодический решетчатый затвор связан с возбуждением двумерного плазмона падающей электромагнитной волной. Так как двумерный плазмон (как и ППП) является подсветовым возбуждением, то в случае бесконечной однородной ДЭС его не получится возбудить падающей из диэлектрика электромагнитной волной из-за нехватки волнового вектора фотона для удовлетворения закона сохранения импульса. Данный вопрос будет более подробно разобран в одном из следующих разделов настоящей главы.

## 1.5 Магнитоплазменные возбуждения в двумерных электронных системах

При приложении магнитного поля перпендикулярно плоскости ДЭС возникает следующая характерная величина, называемая циклотронной частотой:

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*c}, \quad (1.23)$$

где  $B$  - магнитное поле,  $e$  и  $m^*$  - заряд и эффективная масса электрона соответственно,  $c$  - скорость света в вакууме. В случае электрона в твердом теле в

знаменателе стоит циклотронная масса, которая зависит от направления магнитного поля по отношению к кристаллографическим осям. Циклотронная частота (1.23) в классическом случае определяет циклическую частоту вращения электрона в магнитном поле, а при квантовом рассмотрении  $\hbar\omega_c$  определяет расстояние между уровнями Ландау в известной задаче о квантовомеханическом рассмотрении электрона в магнитном поле [50], где энергия электрона (в двумерном случае) принимает квантованные значения  $E_n = \hbar\omega_c \cdot (n + 1/2)$ .

В контексте плазменных возбуждений в ДЭС приложение магнитного поля приводит к гибридизации плазменного и циклотронного движений. Отметим, что масштаб циклотронной частоты (1.23) значительно меньше резонансной частоты для трехмерных плазменных возбуждений (1.2), однако сопоставим с резонансными частотами двумерных плазмонов (1.20). Частота магнитоплазменного возбуждения в ДЭС описывается в случае однородной неограниченной системы выражением [51–54]:

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 + \omega_c^2, \quad (1.24)$$

где  $\omega_{pl}$  и  $\omega_c$  - частота двумерного плазмона (1.20) и циклотронная частота (1.23) соответственно.

В 1970-х и 1980-х годах плазменные возбуждения в ДЭС были экспериментально исследованы в присутствии магнитного поля как в твердотельных системах [54; 55], так и над поверхностью жидкого гелия [56; 57]. На рисунке 1.9 представлены результаты данных измерений в массиве дисков ДЭС [55]. В ненулевом магнитном поле фундаментальный плазменный резонанс расщепляется на две моды, частота одной из которых асимптотически стремится к частоте циклотронного резонанса (1.23), а частота другой уменьшается при увеличении магнитного поля. Авторами [55] также была получена аналитическая формула для описания частоты магнитоплазменных возбуждений в ДЭС в форме диска:

$$\omega_{\pm} = \pm \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\omega_{pl}^2 + \left(\frac{\omega_c}{2}\right)^2}. \quad (1.25)$$

Отметим, что в ДЭС ограниченного размера магнитоплазменные возбуждения демонстрируют следующие особенности. Во-первых, в зависимости от геомет-

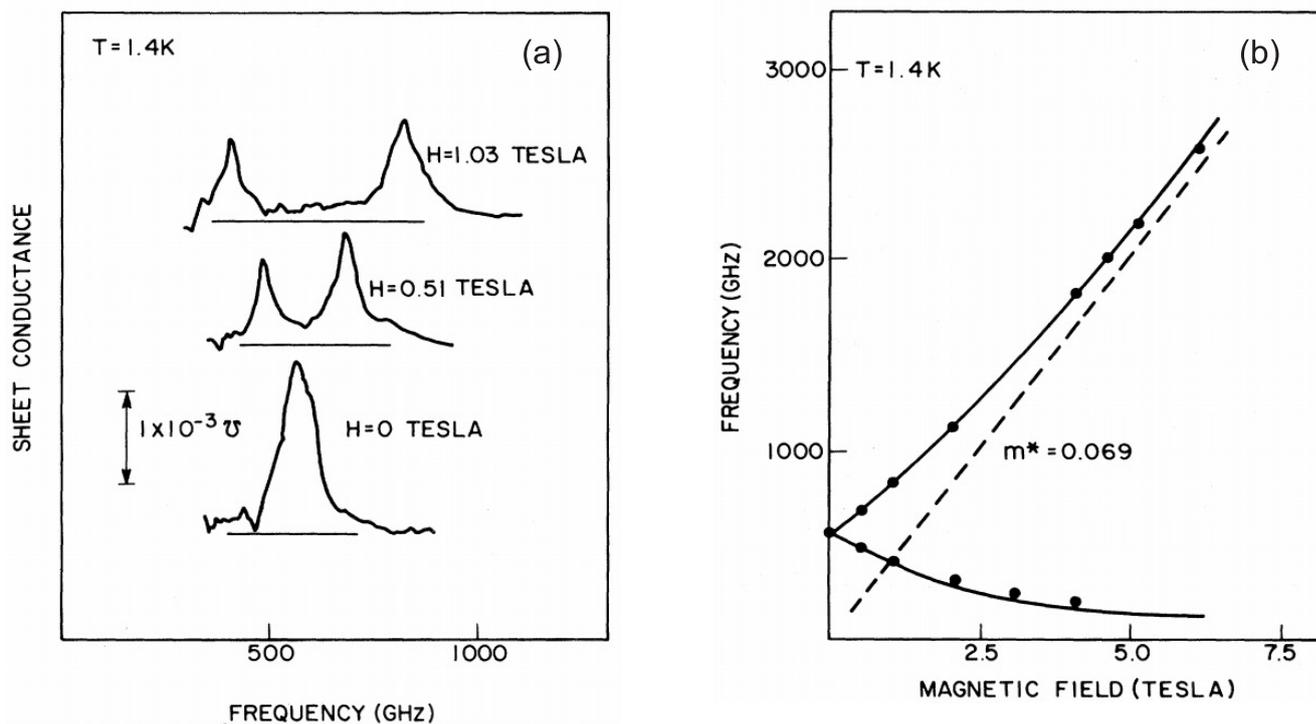


Рисунок 1.9: (а) Зависимость двумерной проводимости от частоты для указанных значений перпендикулярно приложенного магнитного поля. (б) Зависимость резонансной частоты магнитоплазмона от магнитного поля. Сплошная кривая - теоретическая зависимость (1.25). Исследуемая структура представляла собой массив дисков ДЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Из работы [55].

при ДЭС правило гибридизации плазменного и циклотронного движений может быть отличным от формулы (1.24). Во-вторых, при наличии у ДЭС края в системе возбуждается дополнительная мода - краевой магнитоплазмон (КМП). Если более высокочастотную моду можно назвать "объемной" циклотронной, то низкочастотный КМП представляет собой возбуждение, распространяющееся вдоль края ДЭС.

Плазменные возбуждения в ДЭС в форме диска были подробно рассмотрены и классифицированы в экспериментальных [57] и теоретических [58; 60] работах. Введем далее соответствующую классификацию плазменных мод в диске. Обозначим плазменные моды в диске парой индексов  $(m, n)$ , отвечающих количеству узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса соответственно. На рисунке 1.10 показаны теоретические зависимости для магнитоплазменных мод с различными индексами, характерная картина разделения зарядов и токов, а также экспериментальные данные для ДЭС в форме диска над поверхностью жидкого гелия. Дополним результаты, полу-

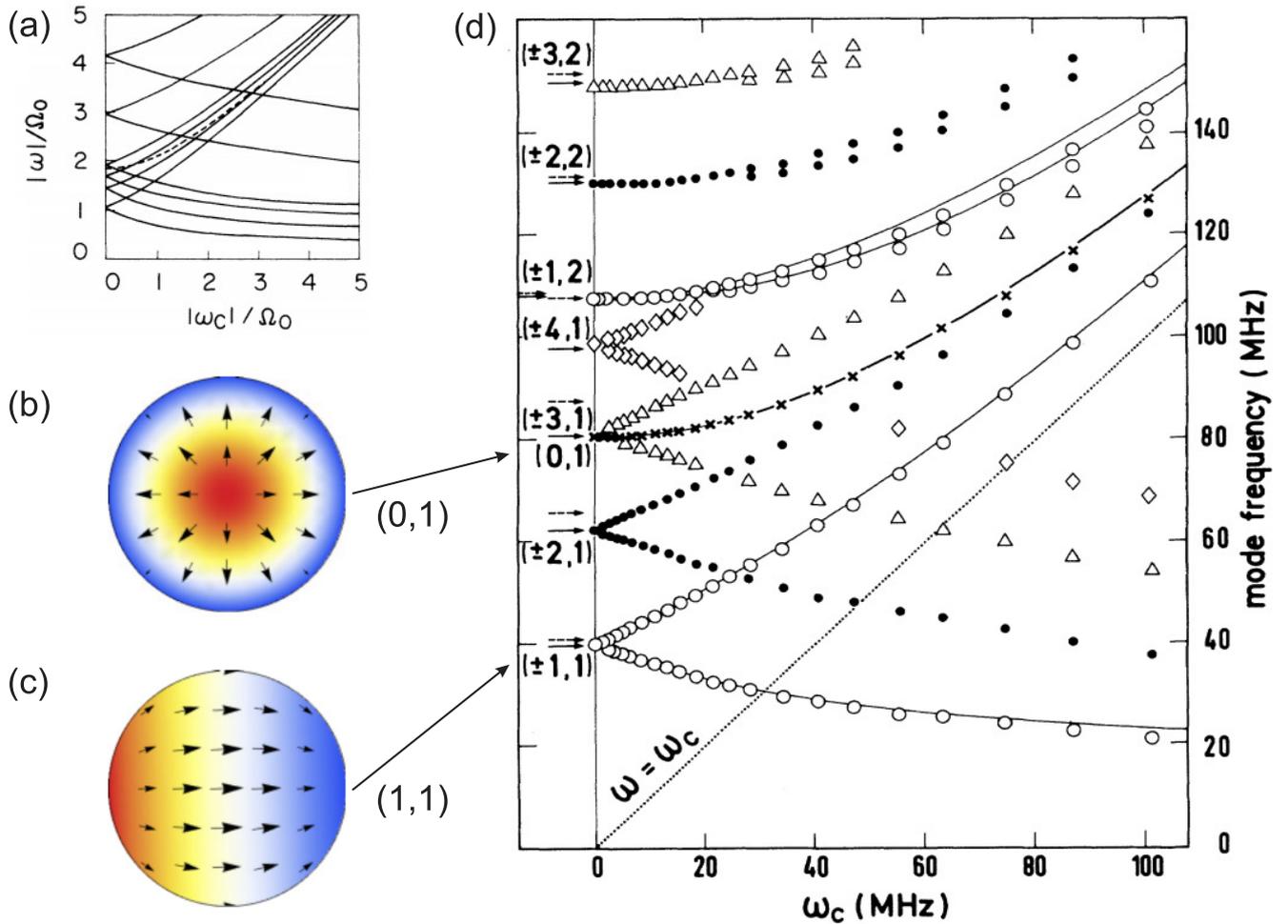


Рисунок 1.10: (а) Теоретические магнитодисперсионные зависимости, построенные для незранированной ДЭС в форме диска. Моды в диске идентифицируются парой индексов  $(m, n)$ , отвечающих количеству узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса соответственно. Сплошные кривые соответствуют фиксированному радиальному числу 1 и азимутальным числам 1, 2, 3, 4, 10 и 20. Штриховой кривой показана первая осесимметричная мода  $(0, 1)$ . Из работы [58]. (b, c) Результаты численного моделирования распределения зарядов (показаны цветом) и токов (показаны стрелками) для первой осесимметричной моды  $(0, 1)$  и для фундаментальной моды  $(1, 1)$  соответственно в нулевом магнитном поле. Из работы [59]. (d) Экспериментально полученные магнитоплазменные зависимости для ДЭС над поверхностью жидкого гелия в форме диска. Наблюдаемые плазменные моды отмечены соответствующими парами индексов. Из работы [57].

ченые в работе [55] для магнитодисперсионных зависимостей в ограниченной ДЭС в форме диска. Помимо “дипольных” плазменных мод, расщепляющихся на “объемную” магнитоплазменную моду и КМП, существуют осесимметричные моды  $(0, n)$ , не обладающие электрическим дипольным моментом и не имеющие КМП [57; 58; 60]. Кроме того, для более высоких значений радиального

числа  $n$  обе “дипольные” магнитоплазменные моды имеют положительную магнитодисперсию и не содержат КМП [57; 60]. Однако для таких мод теоретически предсказано [60; 61] существование дополнительных акустических краевых магнитоплазмонов (АКМП), магнитодисперсия которых целиком лежит ниже прямой, отвечающей частоте циклотронного резонанса (1.23).

## 1.6 Экранированные двумерные электронные системы

Свойства двумерных плазменных возбуждений существенным образом зависят от диэлектрического/металлического окружения ДЭС. На практике ДЭС помещена в диэлектрик, а также часто бывает покрыта хорошо проводящим металлическим затвором для управления концентрацией двумерных электронов или возбуждения плазменных колебаний. Рассмотрим далее несколько частных случаев, иллюстрирующих зависимость свойств плазменных возбуждений в ДЭС от ее окружения.

В настоящем разделе остановимся на случае, когда однородные слои диэлектрика или металла, параллельные плоскости ДЭС, находятся на некотором расстоянии от нее. Рассмотрим сначала общий случай, когда ДЭС помещена между двумя слоями диэлектриков с толщинами  $d_1$  и  $d_2$  и диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно. Вне этих слоев находится однородный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{out}$ . Тогда эффективная диэлектрическая проницаемость, входящая в формулу для частоты двумерного плазмона (1.20), имеет следующий общий вид [24; 62; 63]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1}{2} \cdot \frac{\varepsilon_1 \tanh(qd_1) + \varepsilon_{out}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_{out} \tanh(qd_1)} + \frac{\varepsilon_2}{2} \cdot \frac{\varepsilon_2 \tanh(qd_2) + \varepsilon_{out}}{\varepsilon_2 + \varepsilon_{out} \tanh(qd_2)} . \quad (1.26)$$

Рассмотрим несколько наиболее тривиальных случаев. Если ДЭС помещена в однородный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , заполняющий все пространство, то эффективная диэлектрическая проницаемость будет постоянной  $\varepsilon(q) = \varepsilon$ . Если ДЭС помещена на границе двух полубесконечных однородных диэлектрических сред с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , то эффективная диэлектрическая проницаемость также будет постоян-

ной и равной  $\varepsilon(q) = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$ . Однако если ДЭС находится на поверхности диэлектрической пластины, то эффективная диэлектрическая проницаемость примет следующий вид:

$$\varepsilon(q) = \frac{1}{2} + \frac{\varepsilon}{2} \cdot \frac{\varepsilon \tanh(qd) + 1}{\varepsilon + \tanh(qd)}, \quad (1.27)$$

где  $d$  и  $\varepsilon$  - параметры диэлектрической пластины. Отметим, что в данном случае эффективная диэлектрическая проницаемость уже будет обладать дисперсией, дающей дополнительный вклад в зависимость (1.20).

В случае нанесения металлического хорошо проводящего затвора на некотором расстоянии над ДЭС нескомпенсированные заряды в ней будут эффективно экранироваться. Резонансная частота двумерного плазмона в такой системе существенно уменьшится. Как уже было упомянуто в предыдущем разделе, в пионерских экспериментах, где ДЭС была реализована в кремниевых МОП-структурах [49], на поверхность структуры был напылен титановый полупрозрачный затвор, подавая напряжение на который можно было регулировать концентрацию двумерных электронов в системе. Таким образом, ДЭС оказывалась на границе слоя кремния и слоя оксида кремния с нанесенным на него металлическим затвором (рис. 1.8). Рассматривая аналогичную модельную ситуацию, будем считать, что ДЭС помещена между бесконечным диэлектриком с одной стороны и диэлектриком толщиной  $h$  с металлическим затвором на нем с другой стороны. Тогда, положив  $d_1 = \infty$ ,  $d_2 = h$  и  $\varepsilon_{out} = -\infty$  для металла, получим, в соответствии с общей формулой (1.26), следующее выражение [49]:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \coth(qh)}{2}. \quad (1.28)$$

Случай близко расположенного металлического затвора определяется условием  $qh \ll 1$ . Такую конфигурацию ДЭС называют сильно экранированной, а двумерные плазменные возбуждения - экранированным плазмоном. Эффективная диэлектрическая функция в таком предельном случае определяется выражением:

$$\varepsilon(q) = \frac{\varepsilon}{2qh}, \quad (1.29)$$

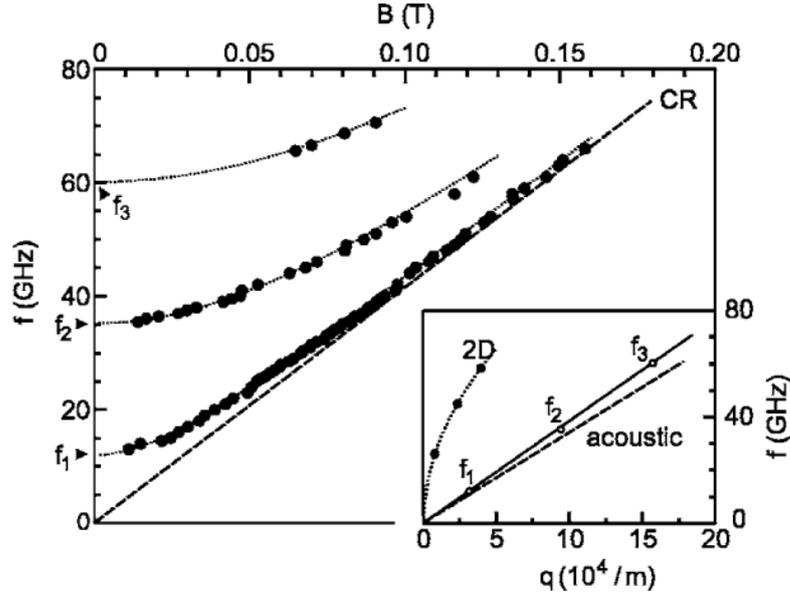


Рисунок 1.11: Магнитодисперсионная зависимость плазменных возбуждений в экранированной ДЭС с концентрацией двумерных электронов  $n_s = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , размером 0.1 мм, задающим квантование волнового вектора, и расстоянием от ДЭС до затвора 765 нм. ДЭС были реализованы в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs. На вставке показана дисперсионная зависимость для экранированного плазмона (acoustic) и неэкранированного плазмона (2D) в аналогичной системе с размером 0.4 мм. Из работы [64].

где для простоты  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ . Подставляя данную формулу в выражение (1.20), получим следующую зависимость для резонансной частоты экранированного плазмона [51]:

$$\omega_g = \sqrt{\frac{4\pi n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon}} q. \quad (1.30)$$

Таким образом, при нанесении близкого металлического затвора над ДЭС спектр двумерных плазмонов модифицируется существенным образом и становится линейным [64; 65]. В силу этого факта двумерные плазменные возбуждения в сильно экранированной ДЭС также называют акустическими. Резонансная частота таких возбуждений находится существенно ниже резонансной частоты неэкранированных двумерных плазмонов в аналогичной ДЭС без металлического затвора (рис. 1.11).

## 1.7 Частично экранированные двумерные электронные системы

Хорошо проводящий металлический затвор, полностью покрывающий ДЭС, перекрывает к ней доступ внешнего электромагнитного излучения. Поэтому в отношении многих практических и экспериментальных применений более подходящей оказывается конфигурация с частичной экранировкой ДЭС металлическим затвором или серией затворов.

Помимо этого, использование ДЭС, частично экранированной периодической структурой решетки из металлических полосок, связано со следующим принципиальным вопросом. Двумерный плазмон является “подсветовым” возбуждением, дисперсионная зависимость которого даже в неэкранированном случае лежит ниже светового конуса (1.19). То есть при данной частоте  $\omega$  волновой вектор двумерного плазмона будет больше волнового вектора плоской электромагнитной волны в свободном пространстве  $q_{pl} > q_{light}$ . Таким образом, при рассмотрении модельной задачи с бесконечной и однородной ДЭС оказывается, что двумерный плазмон в такой системе не получится возбудить падающей электромагнитной волной при любых углах падения в силу недостатка волнового вектора  $q_{light}$  для одновременного удовлетворения законов сохранения энергии и импульса. Данное затруднение аналогично возникающему при возбуждении поверхностных плазмонов на границе металл-диэлектрик.

Существует ряд способов преодоления данного ограничения, к которым относятся, например, создание сильно неоднородного электрического поля вблизи ДЭС с помощью металлического острья [66–69] или использование высококачественных образцов, позволяющих исследовать фундаментальные плазменные резонансы и их гармоники небольшой кратности, возбуждаемые с волновым вектором, определяемым непосредственно размером ДЭС [70–73] (данный вариант реализован и в экспериментальной части настоящей работы). Однако более “каноничным” способом [74; 75], использованным, в частности, в первых экспериментальных работах, посвященных исследованию двумерных плазмонов в твердотельной ДЭС [49; 76] в МОП-структурах, является нанесение на

небольшом расстоянии над ДЭС периодической структуры, представляющей собой решетку из металлических полосок.

Закон сохранения импульса (строго говоря, квазиимпульса в случае периодической решетки над ДЭС) модифицируется следующим образом [77; 78]:

$$q_{\text{light}}^{\text{in-plane}} + \Delta G_n = q_{pl}, \quad (1.31)$$

где  $\Delta G_n = (2\pi/a) \cdot n$  определяется периодом решетчатого затвора  $a$  и  $n$  - целое число. То есть квазиимпульс плазмона в ДЭС с периодической модуляцией металлического окружения определяется с точностью до обратного вектора решетчатого затвора. Так как наиболее предпочтительной конфигурацией является нормальное падение электромагнитной волны по отношению к плоскости ДЭС, а двумерный плазмон является продольным колебанием в отличие от поперечного колебания плоской электромагнитной волны, то  $q_{\text{light}}^{\text{in-plane}} = 0$ . Однако даже в случае падения электромагнитной волны под произвольным углом, во-первых,  $q_{\text{light}}^{\text{in-plane}} < |\mathbf{q}_{\text{light}}|$ . И, во-вторых, в случае экспериментальных параметров, характерных для пропускания электромагнитного излучения дальнего инфракрасного диапазона через ДЭС, величиной волнового вектора света по сравнению с величиной волнового вектора двумерного плазмона можно пренебречь  $q_{\text{light}} \ll q_{pl}$ . Таким образом, в ДЭС с решетчатым затвором будут возбуждаться плазмоны в центрах соответствующих зон Бриллюэна [79; 80] с волновыми векторами  $q_{pl} = (2\pi/a) \cdot n$ .

Сделаем важный комментарий. В пионерских работах [49; 76] двумерные плазменные возбуждения были исследованы в системе типа MOSFET, где для управления электронной концентрацией в двумерном канале был использован тонкий полупрозрачный титановый затвор (рис. 1.8). По сути, в такой конфигурации ДЭС уже была сильно экранирована данным титановым затвором даже без учета дополнительного решетчатого затвора. Однако в более поздних работах были исследованы системы на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs [81; 82] без дополнительных затворов помимо решетчатого (рис. 1.12 (а)). Системы такой конфигурации - high-electron-mobility transistor (HEMT) - уже можно рассматривать как ДЭС с частичной экранировкой.

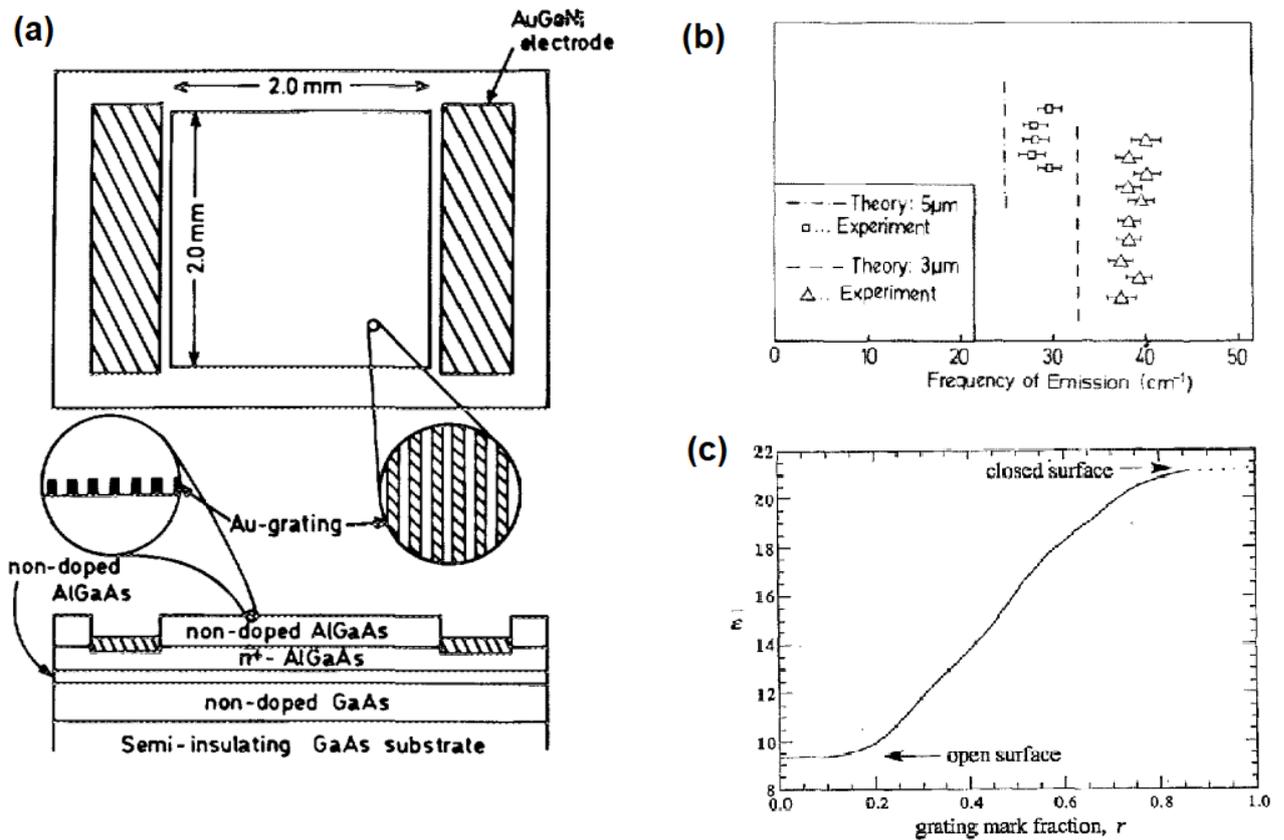


Рисунок 1.12: (a) Схематическое изображение образца на основе AlGaAs/GaAs гетероструктуры с периодическим решетчатым затвором (Au-grating). Из работы [81]. (b) Положения резонансных частот плазменных мод в ДЭС на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур с решетчатыми затворами (периоды 3 мкм и 5 мкм). Штриховая и штрихпунктирная линии показывают теоретическое положение плазменного резонанса, полученное по формуле для ДЭС с экранировкой (1.30). Из работы [82]. (c) Эффективная диэлектрическая проницаемость для двумерных плазменных возбуждений в ДЭС, частично экранированной решетчатым затвором, в зависимости от отношения ширины затвора к периоду решетки. Из работы [83].

Позднее именно конфигурация НЕМТ с одним затвором или серией затворов стала базовой для экспериментальных и теоретических исследований, посвященных вопросам детектирования, генерации, смешивания и умножения высокочастотных сигналов [84–93]. Несмотря на столь широкое распространение, оставался ряд вопросов касательно характера плазменных возбуждений в такой конфигурации частично экранированной ДЭС. Во-первых, возникал вопрос о том, как трактовать данные возбуждения с учетом наличия и областей с сильной экранировкой, и неэкранированных областей ДЭС (рис. 1.12 (b) и (c)). Во-вторых, рассмотрение плазменных возбуждений ограничивалось случаем

поляризации электромагнитной волны перпендикулярно металлическим полоскам решетчатого затвора. Как будет показано в основной части работы, именно рассмотрение волнового вектора, направленного вдоль полосок решетчатого затвора, приводит к обнаружению целого семейства потерянных до этого плазменных возбуждений.

## 1.8 Плазмон-поляритонные возбуждения в двумерных электронных системах

Дисперсионная зависимость для двумерных плазмонов в квазистатическом приближении при больших значениях волнового вектора  $q$  имеет корневой характер (1.20). При уменьшении волнового вектора данная дисперсионная зависимость приближается к световому конусу  $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon}$ , начинают проявляться эффекты запаздывания, связанные с конечностью скорости распространения электромагнитных волн. Рассматриваемое плазменное возбуждение в ДЭС переходит в режим плазмон-поляритона, то есть связанных материального возбуждения (плазмона) и электромагнитной волны.

Переход в плазмон-поляритонный режим описывается общим уравнением (1.19), полученным в пионерской работе Штерна [47]. Дисперсионная зависимость, выраженная из уравнения (1.19), с учетом эффектов запаздывания в общем случае имеет вид:

$$\omega^2 = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{\varepsilon \alpha^2}{c^2}\right)^2 + \alpha^2 q^2} - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \alpha^2}{c^2}, \quad (1.32)$$

где  $\alpha = 2\pi n_s e^2 / m^* \varepsilon$ . Квазистатическая корневая зависимость (1.20) неэкранированного плазмона выглядит в таком случае как  $\omega_{pl}^2 = \alpha q$ . При приложении магнитного поля перпендикулярно ДЭС магнитодисперсионная зависимость (1.24) принимает вид [52]:

$$q^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} + \left[ \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{\alpha \varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{\alpha} \right)^2 + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}} - \frac{1}{2} \left( \frac{\alpha \varepsilon}{c^2} - \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{\alpha} \right) \right]^2. \quad (1.33)$$

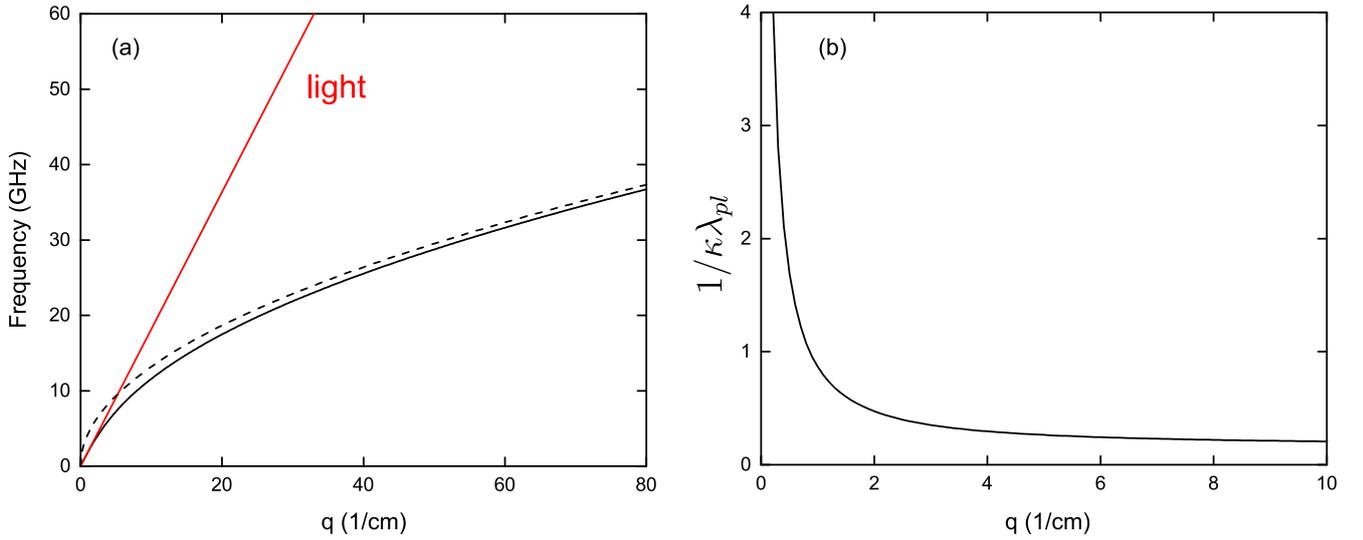


Рисунок 1.13: (а) Дисперсионная зависимость плазменного возбуждения в ДЭС. Для построения теоретических кривых использовались типичные параметры ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Концентрация двумерных электронов  $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , эффективная масса электронов в арсениде галлия  $m^* = 0.067 \cdot m_0$ , диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = (1 + \varepsilon_{GaAs})/2 = 6.9$ . Сплошная красная прямая - дисперсия света  $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon}$ , пунктирная кривая - квазистатическая корневая зависимость (1.20), сплошная кривая - дисперсия двумерного плазмон-поляритона (1.32). (б) Отношение характерного масштаба делокализации двумерного плазмон-поляритона в перпендикулярном ДЭС направлении  $1/\kappa$  (1.37) к плазменной длине волны  $\lambda_{pl} = 2\pi/q$  в зависимости от волнового вектора  $q$ . В качестве дисперсионной зависимости использовалась формула (1.32).

Для иллюстрации влияния эффектов запаздывания на резонансную частоту двумерного плазмона в нулевом магнитном поле на рисунке 1.13 (а) построены дисперсионные зависимости света, двумерного плазмона в квазистатическом приближении (1.20) и двумерного плазмон-поляритона (1.32) для типичных параметров ДЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs.

Сделаем два важных замечания по поводу выражений (1.19) и (1.32). Во-первых, диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{plasmon}$ , входящая в выражения для двумерного плазмона в квазистатическом режиме (1.20) (и, соответственно, в параметр  $\alpha$ ), и диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_{light}$ , входящая в дисперсионную зависимость света  $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon_{light}}$ , в общем случае отличаются друг от друга в связи с разным характером делокализации электрического поля плазменной волны и света. Во-вторых, данное рассмотрение актуально в “плазменном” приближении  $\omega\tau \gg 1$ .

При анализе уравнений (1.19), (1.32) естественным образом возникает характерный безразмерный параметр, описывающий степень проявления эффектов запаздывания и, соответственно, близости дисперсионной зависимости двумерного плазмона к световому конусу. Данный параметр, получивший название параметра запаздывания, определяется как отношение частоты двумерного плазмона в квазистатическом приближении (1.20) к частоте света  $\omega = cq/\sqrt{\varepsilon}$  при одном и том же значении волнового вектора [71]:

$$A = \frac{\omega_{pl}(q)}{\omega_{light}(q)} = \sqrt{\frac{2\pi n_s e^2}{m^* c^2 q}} \sim \sqrt{\frac{n_s}{q}}. \quad (1.34)$$

В силу различия диэлектрических проницаемостей, входящих в частоту квазистатического плазмона и в частоту света, в формулу, определяющую параметр запаздывания (1.34), в общем случае дополнительно войдет множитель  $\sqrt{\varepsilon_{light}/\varepsilon_{plasmon}}$ .

Как оказалось, параметр запаздывания (1.34) носит универсальный характер и подходит не только для описания плазмонов в неэкранированной ДЭС. При аналогичном определении в качестве отношения квазистатической частоты плазмона к частоте некоторой фотонной моды, параметр запаздывания  $A$  также подходит для описания эффектов запаздывания, в частности, экранированного плазмона и плазмона в конфигурации ДЭС, помещенной в резонатор.

В случае неэкранированной ДЭС дисперсионная зависимость двумерного плазмона, выраженная через квазистатическую частоту (1.20), имеет следующий вид в терминах параметра запаздывания:

$$\omega = \omega_{pl} \sqrt{\frac{\sqrt{4 + A^4} - A^2}{2}}. \quad (1.35)$$

В случае ДЭС с близким металлическим затвором зависимость для перенормировки частоты выглядит следующим образом:

$$\omega = \frac{\omega_g}{\sqrt{1 + A^2}}. \quad (1.36)$$

В обоих случаях при больших значениях параметра запаздывания формулы (1.35) и (1.36) имеют асимптотику  $1/A$ , отражающую тот факт, что частота

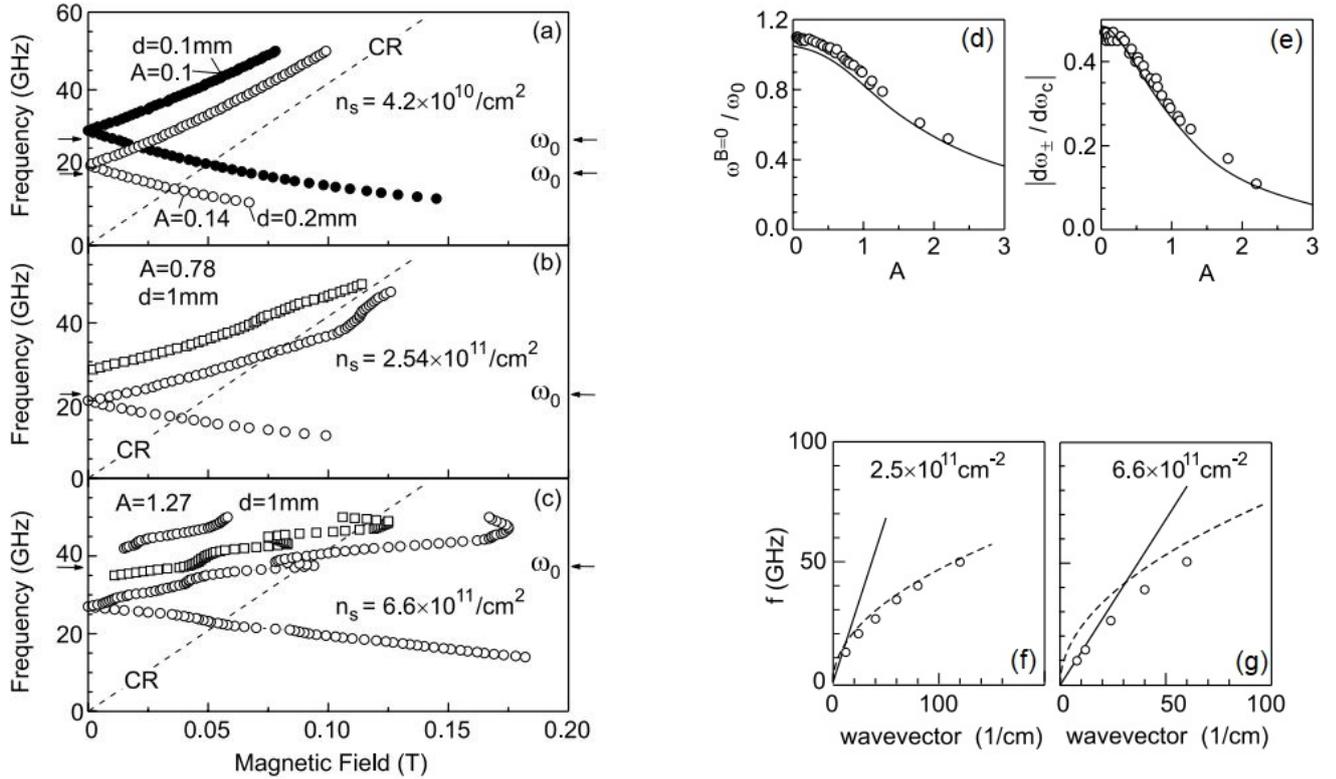


Рисунок 1.14: (а-с) Магнитодисперсионные зависимости плазмон-поляритонных возбуждений в ДЭС в форме диска. Параметры образцов и соответствующие им параметры запаздывания (1.34) указаны на рисунках. (d, e) Показаны частота плазмон-поляритона  $\omega_{B=0}$  в нулевом магнитном поле и наклон магнитопольевой зависимости в малых полях  $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ , нормированные на квазистатические значения, в зависимости от величины параметра запаздывания. (f, g) Дисперсионные зависимости плазмон-поляритонов в диске (полые точки - экспериментальные данные). Пунктирная линия - теоретическая зависимость для двумерного плазмона в квазистатическом приближении (1.20), прямая линия - дисперсия света. Из работы [71].

плазмон-поляритонного возбуждения асимптотически приближается к частоте света.

Необходимость удовлетворения условия наблюдения плазменного резонанса  $\omega\tau > 1$  не позволяла опускаться в область плазмон-поляритонных возбуждений в пионерских работах по исследованию ДЭС в твердотельных структурах [48; 49; 54]. Последовавшее в течение следующих нескольких десятилетий значительное улучшение качества структур сделало возможным исследование плазменных резонансов на частотах вплоть до нескольких гигагерц, когда эффекты запаздывания начинают играть существенную роль. В первой экспериментальной работе, посвященной исследованию двумерных плазмон-

поляритонов [71], были исследованы плазменные возбуждения в единичных дисках неэкранированной ДЭС, диаметр которых менялся от 0.1 до 3 мм, задавая волновой вектор фундаментального возбуждения. При увеличении параметра запаздывания (1.34) от 0.1 до 1.27 магнитодисперсионные зависимости (рис. 1.14 (а-с)) демонстрируют ряд характерных особенностей. Во-первых, частота верхней магнитоплазменной моды не выходит асимптотически на частоту циклотронного резонанса (1.23), а имеет заметно меньший магнитополевой наклон и демонстрирует зигзагообразное поведение. Во-вторых, резонансная частота в нулевом магнитном поле оказывается ниже частоты двумерного плазмона в квазистатическом приближении.

Данные наблюдения суммированы на рисунках 1.14 (d, e), на которых показаны зависимости частоты плазмон-поляритона  $\omega_{B=0}$  в нулевом магнитном поле и наклон магнитополевой зависимости в малых полях  $|d\omega_{\pm}/d\omega_c|$ , нормированные на квазистатические значения, от величины параметра запаздывания. Также показаны финальные дисперсионные зависимости (рис. 1.14 (f, g)), демонстрирующие переход в плазмон-поляритонный режим. Наблюдаемые особенности были исследованы теоретически в работах [94; 95].

Помимо смягчения частоты и нетривиальной магнитодисперсионной зависимости, еще одним проявлением эффектов запаздывания является сужение резонансной линии плазмон-поляритона в ДЭС. В работе [96] были систематически исследованы магнитоплазменные возбуждения в дисках ДЭС с перебором по диаметру от 0.05 до 12 мм. На рисунке 1.15 (а) показаны зависимости резонансной частоты и полуширины плазмон-поляритонного резонанса в нулевом магнитном поле, нормированные на соответствующие квазистатические значения (1.20) и  $1/\tau$ , от параметра запаздывания (1.34). Примечательно, что при переходе в плазмон-поляритонный режим ширина плазменного резонанса уменьшилась на порядок относительно квазистатического значения  $1/\tau$ .

Поясним, с чем связано такое значительное изменение ширины линии плазмон-поляритонного резонанса. Делокализация электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, определяется величиной [47]:

$$\kappa = \sqrt{q^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}}, \quad (1.37)$$

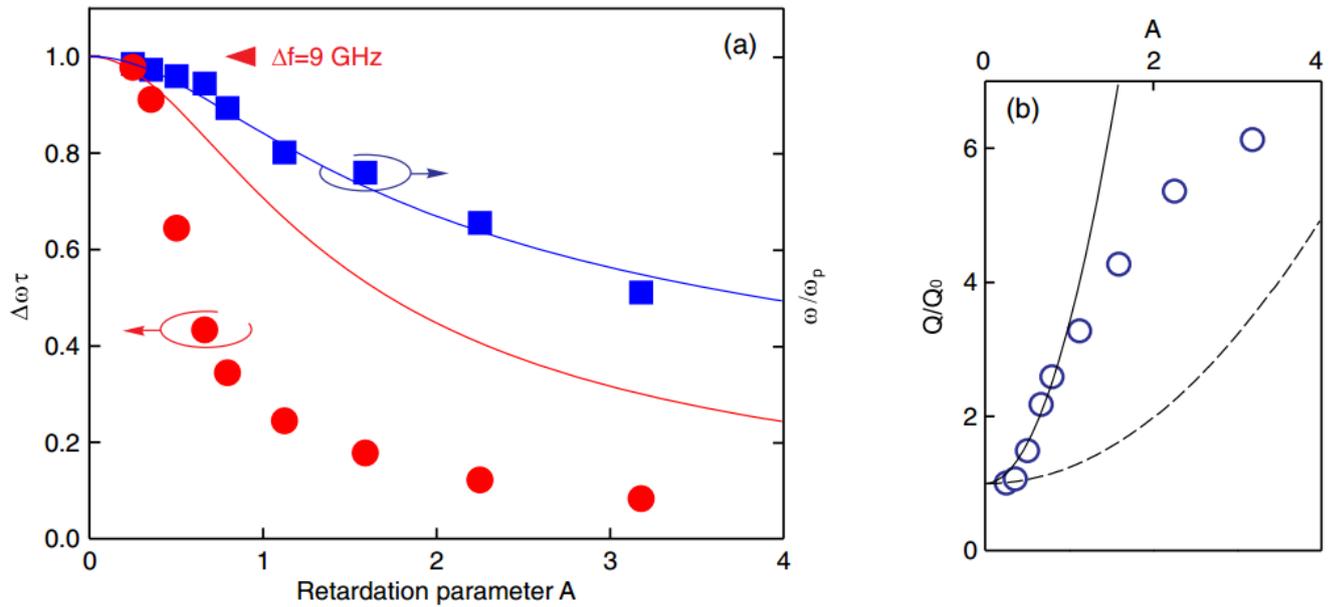


Рисунок 1.15: (а) Зависимости резонансной частоты и полуширины плазмон-поляритонного резонанса в ДЭС в форме диска, нормированные на соответствующие квазистатические значения (1.20) и  $1/\tau$ , от параметра запаздывания (1.34). (б) Зависимость нормированной добротности плазмон-поляритонного резонанса от параметра запаздывания. Из работы [96].

где  $q$  - волновой вектор плазмона в плоскости ДЭС,  $\omega$  - дисперсионная зависимость плазмон-поляритонного возбуждения (1.32). Зависимости электрического поля такого возбуждения имеют характер затухающих экспонент  $e^{\pm\kappa z}$  с двух сторон от ДЭС (ось  $z$  направлена перпендикулярно плоскости ДЭС). В качестве иллюстрации на рисунке 1.13 (б) построено отношение характерного масштаба делокализации двумерного плазмон-поляритона в перпендикулярном ДЭС направлении  $1/\kappa$  (1.37) к плазменной длине волны  $\lambda_{pl} = 2\pi/q$  в зависимости от волнового вектора  $q$ . При переходе в плазмон-поляритонный режим делокализация волны  $1/\kappa$  в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, значительно превосходит область ДЭС  $\sim \lambda_{pl}$ , в которой происходит диссипация. Таким образом, при увеличении запаздывания уменьшается ширина линии плазмон-поляритонного резонанса.

## 1.9 Релятивистские плазменные возбуждения в двумерных электронных системах

К задаче о проявлении эффектов запаздывания при рассмотрении электродинамики плазмы можно подойти с другой стороны, анализируя характер релаксации электронной плотности при возникновении нескомпенсированного заряда в системе. В двумерном случае согласно теоретическому рассмотрению [97; 98] характерная скорость растекания нескомпенсированного точечного заряда в ДЭС, помещенной в среду с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , определяется следующей величиной:

$$v_{2D} = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{\varepsilon}, \quad (1.38)$$

где  $\sigma_{2D}$  - двумерная электрическая проводимость (при нулевом магнитном поле и нулевой частоте), имеющая размерность скорости в СГС. Для справки приведем аналогичное выражение в СИ:  $v_{2D} = \frac{Z_0\sigma_{2D}}{2\varepsilon}c$ , где  $c$  - скорость света и  $Z_0 = \mu_0/\varepsilon_0 \approx 377$  Ом - волновое сопротивление вакуума.

При возрастании двумерной проводимости и, соответственно, приближении характерной скорости растекания в двумерном случае (1.38) к скорости света начинают проявляться эффекты запаздывания. Таким образом, в данной постановке задачи возникает следующий характерный безразмерный параметр:

$$x = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c}. \quad (1.39)$$

Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  опущена в данной формуле. По-видимому, при учете диэлектрического окружения в простейшем модельном случае ДЭС, помещенной в однородную среду, данный параметр (1.39) примет вид  $2\pi\sigma_{2D}/(c\sqrt{\varepsilon})$ .

В теоретической работе [99] было рассмотрено поведение плазменных колебаний в случае высокочастотных структур  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ . Было показано, что при значении параметра  $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$  плазменная мода наблюдается выше некоторого критического волнового вектора, определяемого естественным ограничением на ширину резонанса  $1/\tau$ . При меньших значениях волнового вектора

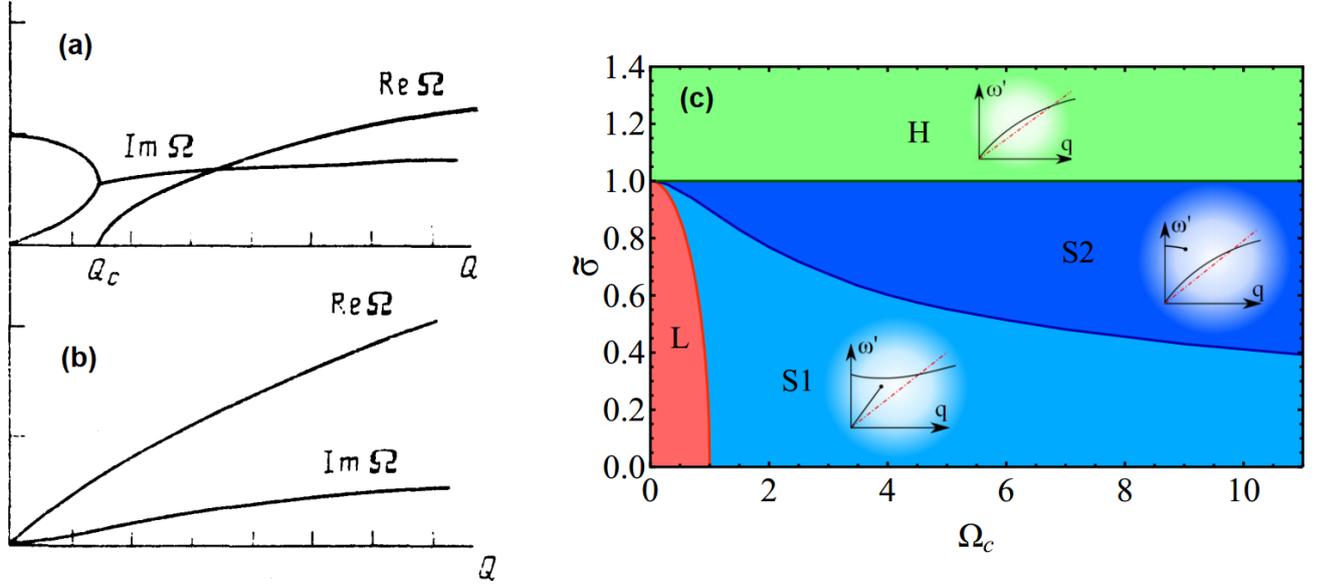


Рисунок 1.16: Зависимости действительной и мнимой части безразмерной частоты  $\Omega = \omega\tau$  от безразмерного волнового вектора двумерного плазмона  $Q = q\sigma\tau$  для случаев (а)  $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$  и (б)  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ . Из работы [99]. (с) Фазовая диаграмма в координатах  $\Omega_c = \omega_c\tau$  и  $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma_{2D}/c\sqrt{\epsilon}$ . На вставках показан характерный вид дисперсионной зависимости высокодобротных релятивистских мод для соответствующих фаз. Из работы [100].

плазменная мода становится чисто релаксационной (рис. 1.16 (а)). Однако при достаточно высокой проводимости  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$  плазменная мода существует при любых значениях волнового вектора (рис. 1.16 (б)), в том числе в диапазоне  $q < 1/c\tau$ , где ее дисперсионная зависимость описывается выражением [99]:

$$\omega = \frac{xck}{\sqrt{x^2 - 1}} - i\tau \left( \frac{xck}{x^2 - 1} \right)^2. \quad (1.40)$$

Данный результат относится к неэкранированной ДЭС. В случае экранированной ДЭС [101] эффекты запаздывания существенно подавлены, а условие  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$  не носит порогового характера.

В работе [100] была рассмотрена аналогичная задача в присутствии магнитного поля, приложенного перпендикулярно к неэкранированной ДЭС. Было показано, что в координатах  $\Omega_c = \omega_c\tau$  и  $\tilde{\sigma} = 2\pi\sigma_{2D}/c\sqrt{\epsilon}$  можно описать несколько различных фаз магнитоплазменного релятивистского возбуждения (рис. 1.16 (с)). В частности, было предсказано существование высокодобротной моды даже при условии  $2\pi\sigma_{2D}/c < 1$  выше некоторого магнитного поля.

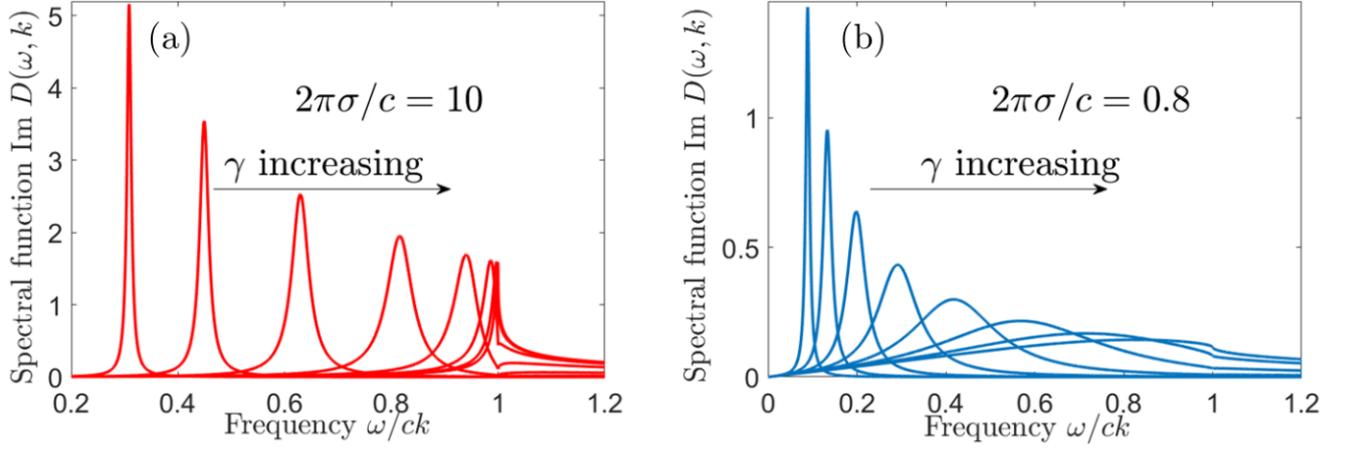


Рисунок 1.17: Поведение плазменного резонанса при фиксированных значениях (a)  $2\pi\sigma_{2D}/c = 10$  и (b)  $2\pi\sigma_{2D}/c = 0.8$ . Серия кривых соответствует эволюции резонанса при увеличении затухания  $\gamma = 1/\tau$ .  $D(\omega, k)$  - функция динамической сжимаемости двумерного проводящего слоя. Из работы [102].

Таким образом, согласно теоретическому рассмотрению [99], исследуемая плазменная мода в режиме  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$  не только наблюдается в области  $\omega\tau < 1$ , но и переходит в надсветовую область в соответствии с выражением (1.40). Превышение наклоном данной дисперсионной зависимости скорости света авторы объясняют следующим образом. Групповая скорость плазмона в плоскости ДЭС  $v_{2D} = c\sqrt{x^2 - 1}/x$  остается меньше скорости света, но появляется дополнительная компонента, направленная перпендикулярно ДЭС, связанная с тем, что величина  $\kappa$  (1.37) становится мнимой, а рассматриваемое возбуждение становится излучательным  $\sim e^{\pm i\kappa''z}$  где  $\kappa''$  - мнимая часть (1.37).

В недавней теоретической работе [102] также был рассмотрен аналогичный случай неэкранированной ДЭС с высокой электрической проводимостью. Авторы получили отличный от рассмотрения [99] результат. При условии  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$  было также предсказано существование высокочастотной моды. Однако ее дисперсионная зависимость в режиме  $q < 1/c\tau$  не выходит в надсветовую область. Резонанс “прижимается” к световому конусу, оставаясь при этом в подсветовой области (рис. 1.17). Также авторы предсказали делокализацию “хвостов” функции отклика в надсветовую область и немонотонное поведение ширины резонанса при его приближении к световому конусу.

Резюмируя рассмотренные в предыдущем и в настоящем разделах теоретические и экспериментальные работы [47; 71; 94–100; 102], можно выделить три режима плазменных колебаний (рис. 1.18) в случае нулевого магнитного

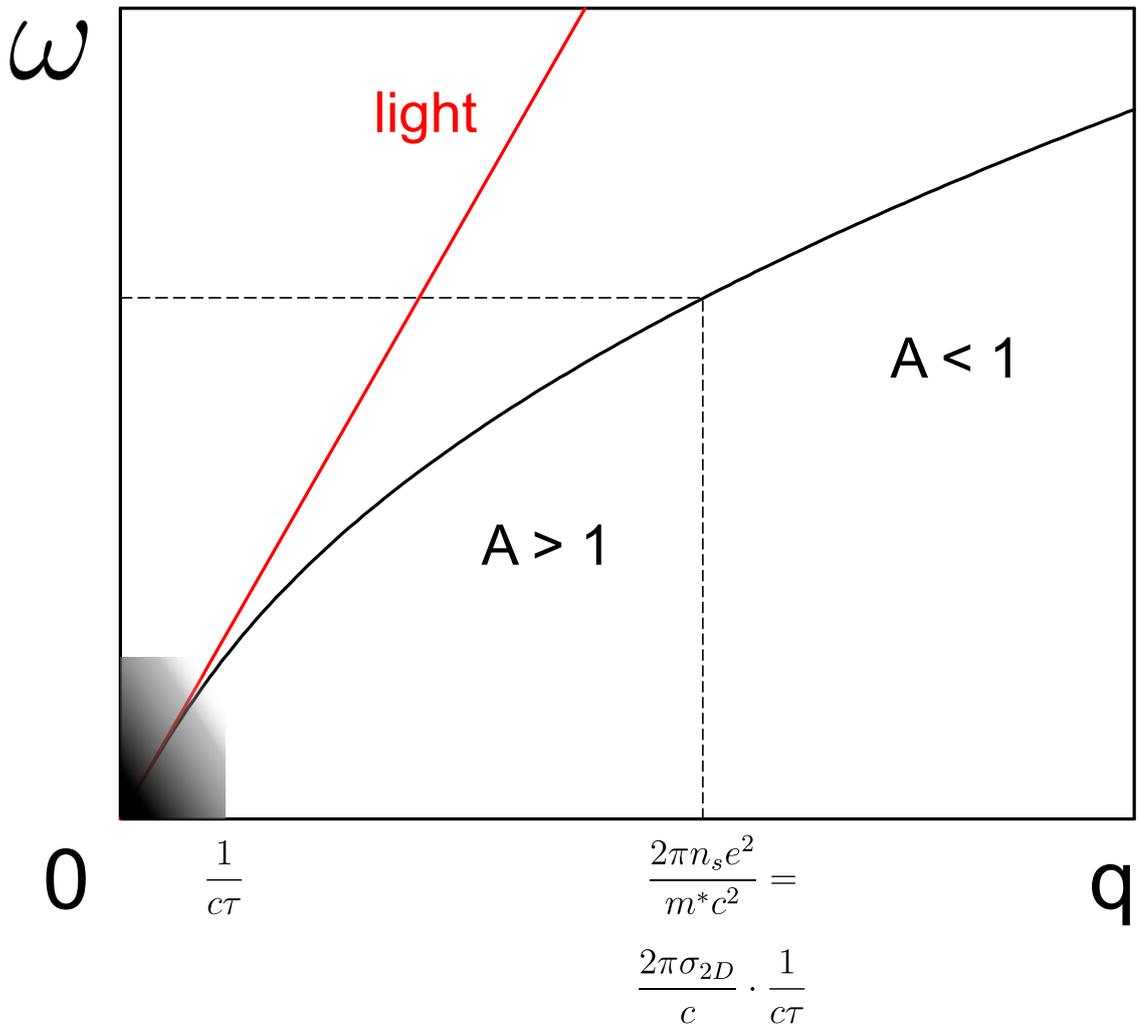


Рисунок 1.18: Схематичное изображение дисперсионной зависимости плазменной моды в ДЭС при условии  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ . Пунктиром условно показана граница между квазистатическим режимом (1.41)  $A < 1$  и режим плазмон-поляритонного возбуждения (1.42)  $A > 1$ .  $A$  - параметр запаздывания (1.34). Градиентной заливкой условно обозначена область, в которой ожидается возбуждение высокочастотной релятивистской плазменной моды (1.43) [99; 102].

поля. При достаточно больших значениях волнового вектора плазмон практически не испытывает эффектов запаздывания и находится в квазистатическом режиме (1.20):

$$\begin{cases} A < 1 & \Rightarrow & q > \frac{2\pi n_s e^2}{m^* c^2} = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \cdot \frac{1}{c\tau} \\ \omega\tau \gg 1 \end{cases} \quad (1.41)$$

При уменьшении волнового вектора плазмон приближается к световому конусу и переходит в плазмон-поляритонный режим, где становятся заметны эффекты

запаздывания, при этом величина  $\tau$  не является определяющим фактором до тех пор, пока возбуждение находится в “плазменном” приближении:

$$\begin{cases} A > 1 \\ \omega\tau \gg 1 \end{cases} \Rightarrow q < \frac{2\pi n_s e^2}{m^* c^2} = \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} \cdot \frac{1}{c\tau} . \quad (1.42)$$

И, наконец, для высококачественных образцов предсказано появление высокодобротной релятивистской плазменной моды в диапазоне частот, при которых обычные плазменные моды становятся чисто релаксационными:

$$\begin{cases} \frac{2\pi\sigma_{2D}}{c} > 1 \\ q < \frac{1}{c\tau} \end{cases} . \quad (1.43)$$

Несмотря на столь интригующие теоретически предсказания [99; 102], явного наблюдения релятивистской плазменной моды в режиме  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$  и  $\omega\tau < 1$  в неэкранированных ДЭС до сих пор не было проведено. Однако похожая аномально узкая плазменная мода наблюдалась в частично экранированных ДЭС [103–105].

В работе [103] была исследована ДЭС в форме узкой полоски с контактами по краям, частично экранированная узкими затворами (вставка к рис. 1.19 (а)). Помимо стандартных плазменных мод, представленных одномерными возбуждениями [72] вдоль полоски и экранированным плазмоном (отмечены сплошными и полыми стрелками соответственно на рис. 1.19 (а)), в рассматриваемой системе наблюдалась дополнительная низкочастотная мода. Данная мода не только наблюдалась на неожиданно низких частотах, но и обладала аномально узкой шириной резонансной линии, на порядок меньше ширины для стандартных плазменных мод. Уникальным свойством данной моды, намекающим на отношение к режиму релятивистских плазмонов (1.43), является наблюдение в частотном диапазоне  $\omega\tau < 1$ . Чтобы убедиться в плазменной природе данной моды, были проведены измерения для различных концентраций двумерных электронов (рис. 1.19 (b, c)).

В одной из последующих работ [105] были проведены подробные измерения, направленные на изучение свойств наблюдаемой релятивистской плаз-

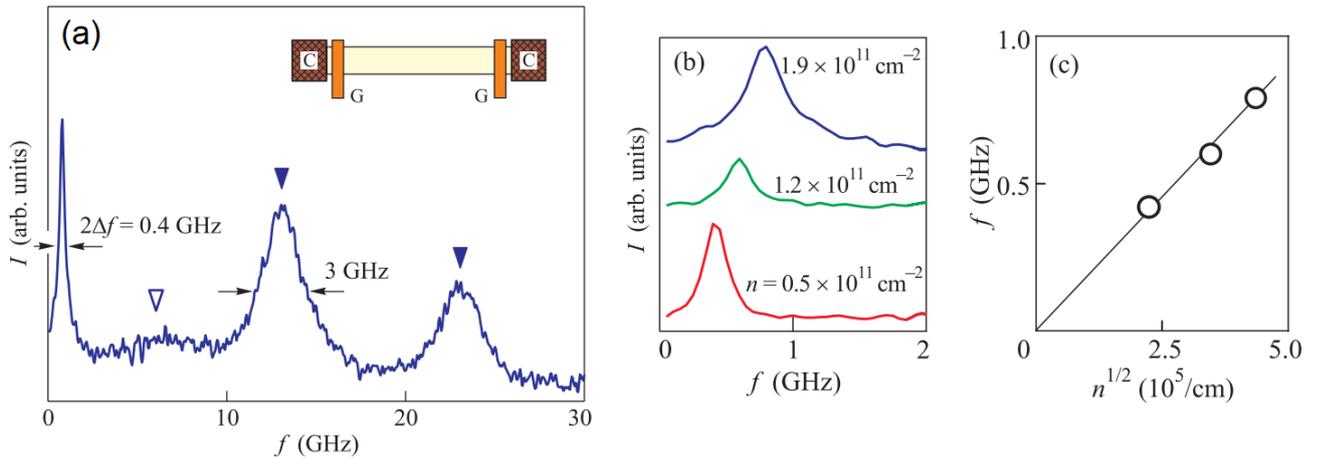


Рисунок 1.19: (а) Спектр микроволнового поглощения ДЭС в форме полоски с контактами (С) по бокам, частично экранированной узкими затворами (G). Концентрация двумерных электронов  $n_s = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На вставке показан схематичный вид исследуемой структуры. (б) Спектры микроволнового поглощения для образцов с различными концентрациями двумерных электронов. (с) Зависимость резонансной частоты наблюдаемого низкочастотного возбуждения от корня из концентрации двумерных электронов. Из работы [103].

менной моды при различных значениях параметра  $2\pi\sigma_{2D}/c$  в аналогичной системе (вставка к рис. 1.20 (а)) с частичной экранировкой ДЭС. Была исследована магнитодисперсионная зависимость (рис. 1.20 (с)), а также зависимость от геометрических параметров затвора (рис. 1.20 (d, e)), показавшая важный результат  $F \sim 1/\sqrt{w \cdot t}$  пропорциональности частоты рассматриваемой моды в нулевом магнитном поле от корня из обратной площади ДЭС под затвором. На рисунке 1.20 (f) показаны кривые микроволнового пропускания и зависимость амплитуды релятивистской плазменной моды от параметра  $2\pi\sigma_{2D}/c$ , полученные при изменении температуры от гелиевой 4.2 К вплоть до комнатной (300 К).

Таким образом, в гибридной системе, представленной ДЭС с контактами по бокам, частично экранированной близким металлически затвором, экспериментально наблюдалась и была исследована [103–105] высокочастотная релятивистская плазменная мода на неожиданно низких частотах  $\omega\tau < 1$ , где обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер. Данная мода также демонстрировала нетривиальное магнитополевое поведение, а резонанс наблюдался при повышении температуры вплоть до комнатной (300 К).

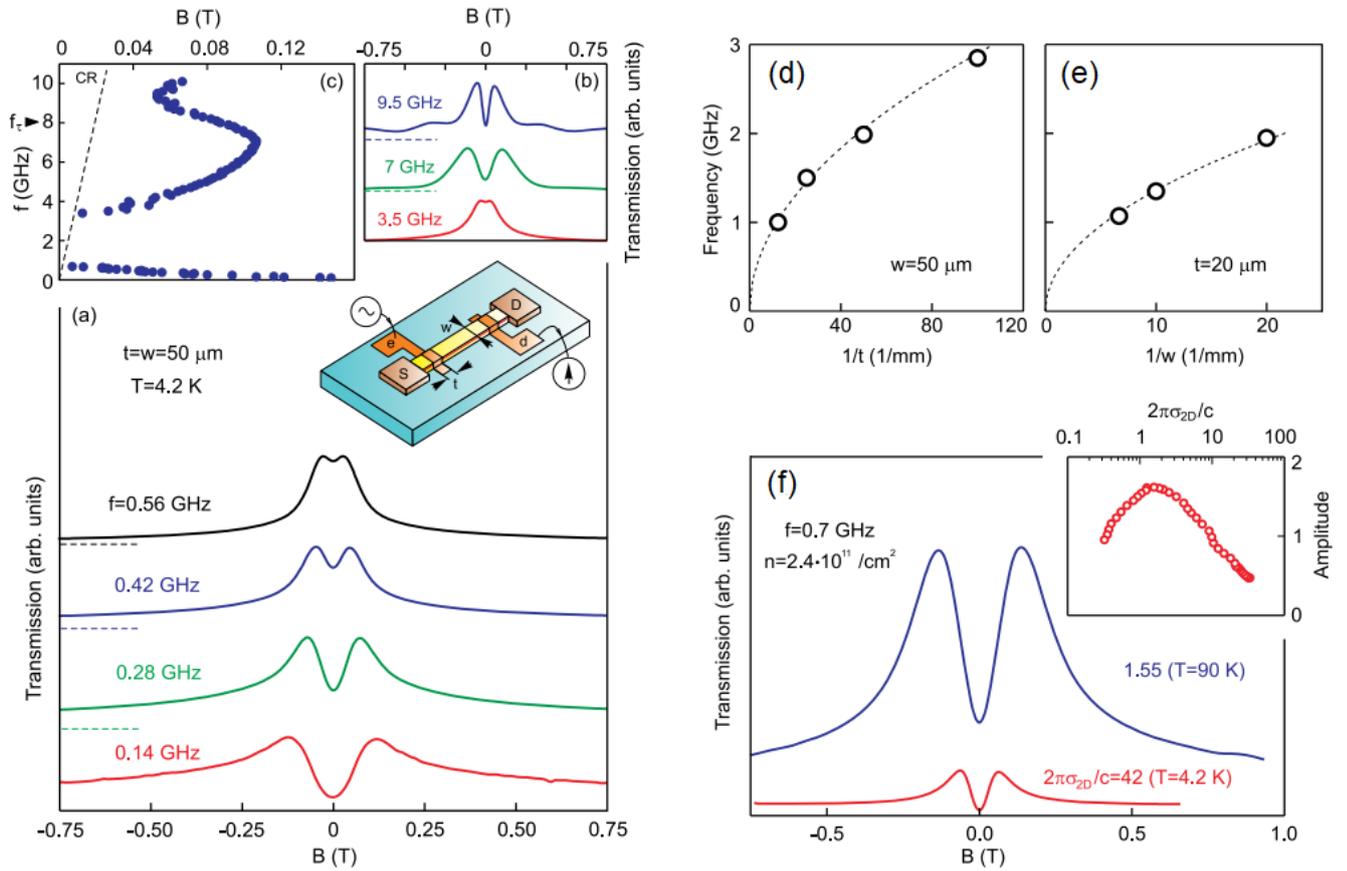


Рисунок 1.20: (a, b) Спектры микроволнового пропускания через ДЭС в форме полоски с контактами по бокам, частично экранированной узкими затворами, в зависимости от магнитного поля для указанных частот. Концентрация двумерных электронов  $n_s = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , параметр  $2\pi\sigma_{2D}/c = 8$ . На вставке показан схематичный вид исследуемой структуры. (c) Магнитодисперсионная зависимость наблюдаемых резонансов. (d, e) Зависимость резонансной частоты наблюдаемого низкочастотного возбуждения от обратных размеров затвора  $t$  и  $w$ . (f) Спектры микроволнового пропускания для различных значений параметра  $2\pi\sigma_{2D}/c$  для образца с  $t = w = 50$  мкм. На вставке - зависимость амплитуды низкочастотного пика от параметра  $2\pi\sigma_{2D}/c$ . Из работы [105].

# Глава 2

## Образцы и экспериментальная методика

### 2.1 Образцы

Для проведения экспериментов, представленных в настоящей работе, были использованы образцы, изготовленные из гетероструктур GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x = 0.27$ ). Данные гетероструктуры были выращены в Германии (Stuttgart, Max-Planck-Institute: S. Shmolt) методами молекулярно-лучевой эпитаксии на нелегированной GaAs подложке вдоль кристаллографического направления [100]. Используемые гетероструктуры были дельта-легированы кремнием и содержали одиночную квантовую яму шириной 30 нм. Схематическое изображение слоев гетероструктуры и качественный вид энергетической диаграммы показаны на рисунках 2.1 (a) и (b) соответственно. Таким образом, ДЭС оказывается локализованной в слое GaAs - прямозонного полупроводника с изотропной эффективной массой  $m^* = 0.067 \cdot m_0$ , где  $m_0 = 9.1 \cdot 10^{-31}$  кг - масса свободного электрона. Первая зона Бриллюэна, имеющая форму усеченного октаэдра, а также поверхность постоянной энергии показаны на рисунке 2.1 (c). Минимум энергии зоны проводимости расположен в  $\Gamma$  точке.

Полученные гетероструктуры имели следующие типичные параметры. Расстояние от ДЭС до поверхности кристалла  $h = 440$  нм, подвижность двумерных электронов  $\mu = 5 \cdot 10^6$  см<sup>2</sup>/В·с и концентрация двумерных электро-

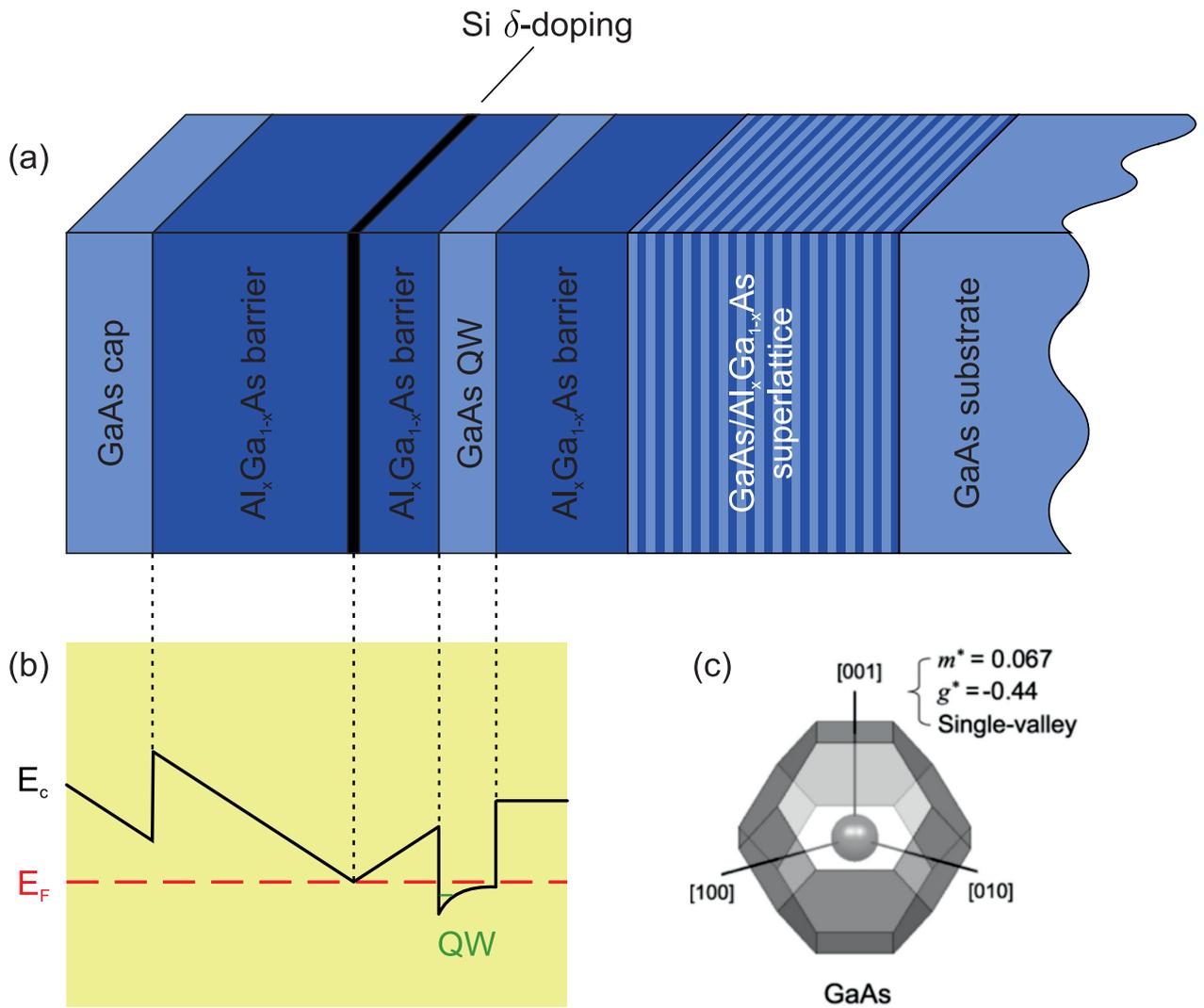


Рисунок 2.1: (а) Схематическое изображение последовательности слоев гетероструктуры GaAs. (б) Качественный вид энергетической диаграммы зоны проводимости рассматриваемой гетероструктуры. QW - квантовая яма.  $E_F$  - уровень Ферми,  $E_c$  - уровень дна зоны проводимости. Зеленой линией показан уровень размерного квантования электронов в квантовой яме. (с) Первая зона Бриллюэна в GaAs и поверхность постоянной энергии [106].

нов  $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при температуре  $T = 1.5 \text{ К}$ . Отметим, что в отличие от трехмерных электронных систем в двумерном случае энергия Ферми оказывается относительно небольшой, составляя для рассмотренных структур  $E_F^{2D} \approx 80 \text{ К}$ .

Образцы были изготовлены из рассмотренных выше полупроводниковых шайб методами оптической фотолитографии. Процесс изготовления образцов производился в условиях чистой зоны с классом чистоты ISO 5 в ИФТТ РАН, г. Черноголовки и включал в себя следующие этапы: ультразвуковая чистка поверхности; нанесение фоторезиста, экспонирование через стеклянный фотошаб-

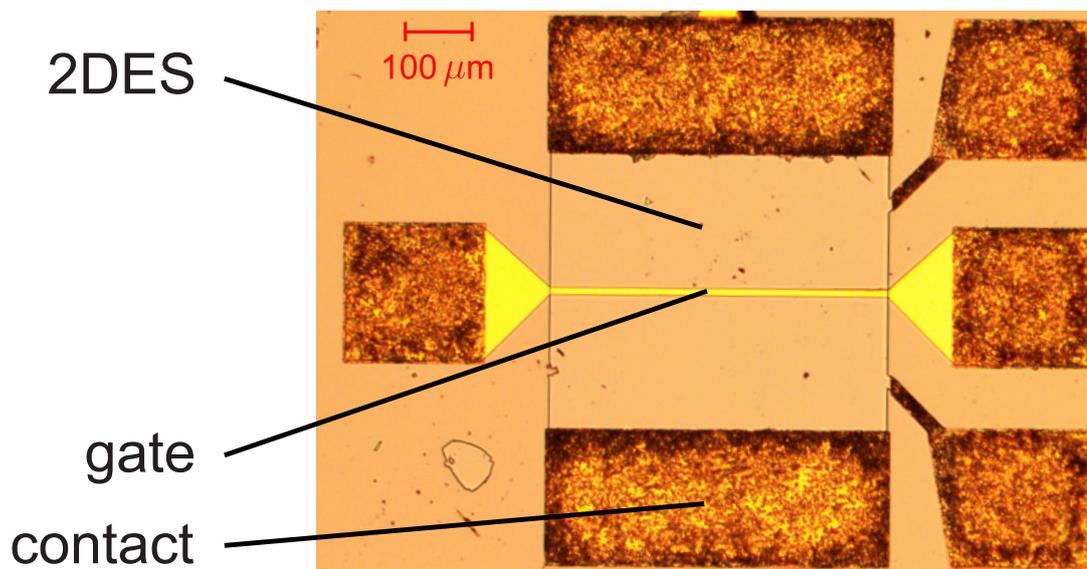


Рисунок 2.2: Фото образца, полученное с помощью оптического микроскопа. ДЭС прямоугольной формы (2DES) с боковыми контактами (contacts) частично экранирована металлическим затвором (gate) в форме узкой полоски. Размеры затвора составляют  $L = 500$  мкм и  $W = 10$  мкм.

лон с хромовой маской и проявление фоторезиста методом жидкостного травления (wet etching); изготовление омических контактов к проводящему слою двумерных электронов путем термического напыления слоёв никеля, германия и золота и последующего вжигания напыленного металлического слоя; нанесение методом термического напыления на поверхность образца металлического затворного слоя, состоящего из хрома Cr (толщиной 20 нм) и золота Au (толщиной 100 нм).

На рисунке 2.2 показано фото одного из образцов, полученное с помощью оптического микроскопа. Образец представляет собой ДЭС прямоугольной формы с периметрическими контактами, частично экранированную металлическим затвором в форме узкой полоски. Затвор имеет длину  $L = 500$  мкм и ширину  $W = 10$  мкм.

## 2.2 Оптическая методика детектирования плазменных резонансов

Экспериментальные данные, представленные в настоящей работе, были получены с помощью оптической методики детектирования плазменных резо-

нансов [107; 108]. Данная методика основана на анализе спектра люминесценции ДЭС, который чувствителен к нагреву системы, вызванному поглощением СВЧ излучения. Причем наиболее интенсивный разогрев системы происходит при частотах и магнитных полях, соответствующих положению плазменного резонанса. Преимуществом данной оптической методики является ее неинвазивность. Для фотовозбуждения двумерных электронов и снятия спектра люминесценции ДЭС достаточно подвести оптоволоконный световод к поверхности образца. При этом не требуется никаких дополнительных металлических электродов вблизи образца, необходимых, например, для детектирования плазменных резонансов с помощью транспортных или трансмиссионных методик. Целью данной работы является исследование влияния близкого металлического затвора, частично или латерально экранирующего ДЭС. Поэтому отсутствие каких-либо дополнительных электродов, связанных с детектированием плазменных резонансов, делает данную оптическую методику идеально подходящей для проведения экспериментов, представленных в настоящей работе.

Анонсированная оптическая методика заключается в создании неравновесных фотовозбужденных носителей и последующем снятии их спектра рекомбинационной люминесценции. ДЭС освещается через оптоволоконный световод стабилизированным полупроводниковым лазером, длина волны которого  $\lambda = 780$  нм подобрана таким образом, чтобы  $E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} > hc/\lambda > E_g^{\text{GaAs}}$ , где  $E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}$  и  $E_g^{\text{GaAs}}$  - ширины запрещенных зон в соответствующих полупроводниковых материалах. Таким образом, энергии фотонов хватает для образования электрон-дырочных пар, что обеспечивается условием  $hc/\lambda > E_g^{\text{GaAs}}$ , но электроны не перебрасываются выше барьерного слоя, оставаясь в пределах квантовой ямы в  $\text{GaAs}$  в соответствии с  $E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} > hc/\lambda$ . Мощность используемого полупроводникового лазера не превышала 0.1 мВт, обеспечивая концентрацию фотовозбужденных носителей в квантовой яме на уровне  $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$ , что на 3 – 4 порядка меньше равновесной “темной” концентрации двумерных электронов в квантовой яме. В связи с этим фотовозбужденные носители не оказывали заметного влияния на плазменные возбуждения.

Далее происходит снятие спектра рекомбинационной люминесценции носителей заряда в квантовой яме. На рисунке 2.3 (b) качественно показана схема фотовозбуждения лазером и последующей рекомбинации с высвечиванием фо-

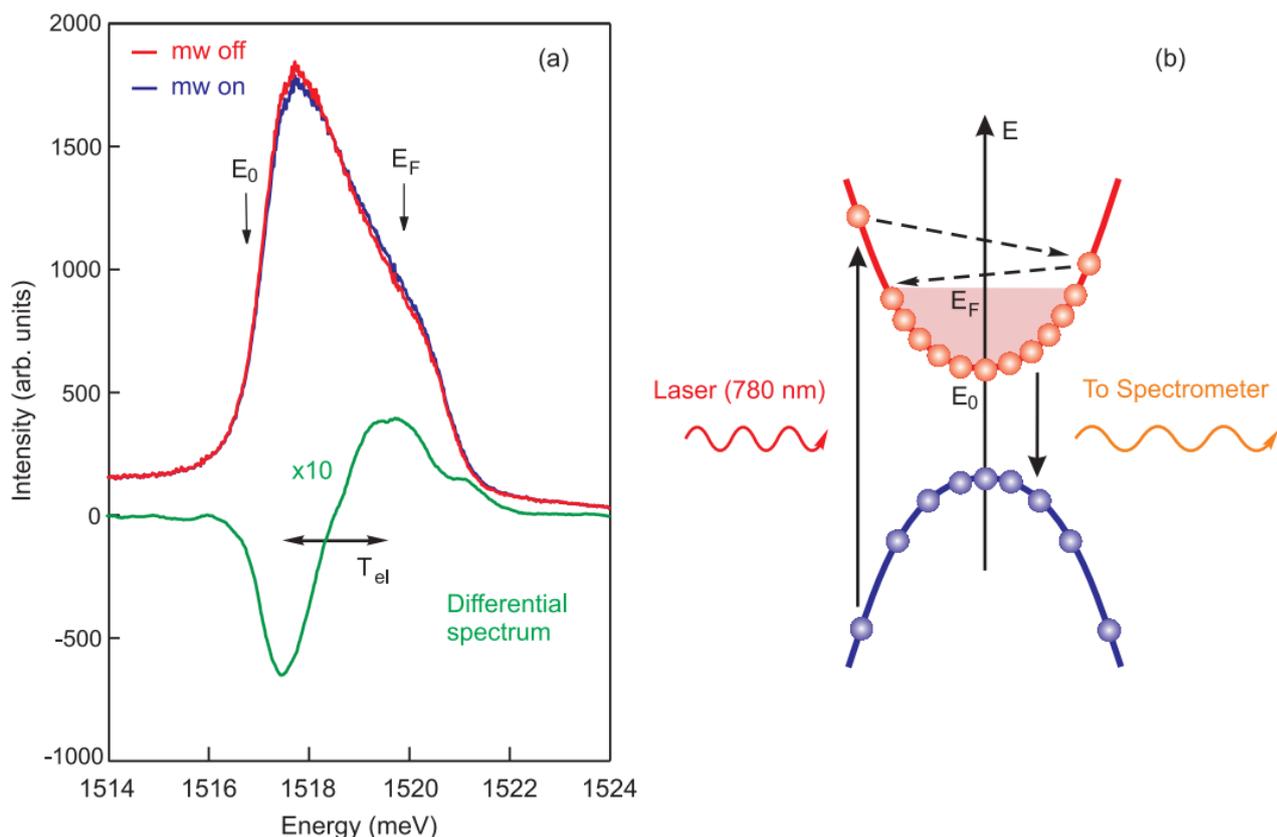


Рисунок 2.3: (а) Спектры люминесценции образца, содержащего ДЭС в форме диска диаметром 1 мм с концентрацией двумерных электронов  $0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , при включенном СВЧ сигнале (синяя кривая) и при выключенном СВЧ сигнале (красная кривая). Мощность и частота СВЧ сигнала составляли соответственно 50 мкВт и 22.5 ГГц. К образцу было приложено перпендикулярно поверхности магнитное поле  $B = 60$  мТл. Зеленая кривая показывает увеличенный разностный график. (б) Иллюстрация фотовозбуждения электрона под воздействием инфракрасного лазера и последующей рекомбинации электрона с дыркой. Ширина запрещенной зоны и энергия Ферми ДЭС показаны не в масштабе. Из работы [109].

тона. Энергетическая диаграмма приведена не в масштабе, так как ширина запрещенной зоны в GaAs составляет  $E_g^{\text{GaAs}} = 1.42$  эВ при температурах жидкого гелия, а характерный масштаб энергии Ферми ДЭС составляет  $E_F \approx 10$  мэВ для исследуемых в данной работе концентраций двумерных электронов. Помимо этого, для простоты на рисунке опущен тот факт, что заполнение электронами происходит не с дна зоны проводимости, а с основного уровня размерного квантования в квантовой яме.

Конкретный вид наблюдаемого спектра рекомбинационной люминесценции определяется следующим выражением:

$$I(\omega) = \int_0^{\infty} W_{cv}(E, \hbar\omega - E) D_c(E) D_v(\hbar\omega - E) f_e(E) f_h(\hbar\omega - E) dE \quad , \quad (2.1)$$

где  $D_v$ ,  $D_c$  и  $f_h$ ,  $f_e$  - плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости и функции распределения дырок и электронов соответственно.  $W_{cv}$  - квадрат модуля матричного элемента перехода из валентной зоны в зону проводимости. Функция распределения электронов в квантовой яме  $f_e$  подчиняется статистике Ферми-Дирака при температурах жидкого гелия и слабо чувствительна к небольшому нагреву системы. В то же время в силу небольшой концентрации дырок в валентной зоне, определяемой практически только фотовозбужденными дырками, их функция распределения  $f_h$  подчиняется бoльцмановской статистике и поэтому обладает высокой чувствительностью даже к небольшим изменениям температуры ДЭС. Таким образом, это обеспечивает зависимость формы спектра рекомбинационной люминесценции от нагрева системы, вызванного поглощением СВЧ излучения.

Спектры люминесценции, полученные экспериментально, показаны на рисунке 2.3 (а). Спектры соответствуют образцу, содержащему ДЭС в форме диска диаметром 1 мм с концентрацией двумерных электронов  $0.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . К образцу было приложено магнитное поле  $B = 60 \text{ мТл}$  перпендикулярно поверхности. Синяя кривая отвечает подведенному СВЧ сигналу с мощностью и частотой, составляющими соответственно 50 мкВт и 22.5 ГГц. Красная кривая отвечает спектру люминесценции, полученному при выключенном СВЧ сигнале. Зеленая кривая показывает увеличенный разностный (дифференциальный) график. Интеграл дифференциального спектра в некотором диапазоне пропорционален разогреву ДЭС и, соответственно, поглощенной мощности СВЧ сигнала. Так как наиболее интенсивный разогрев системы происходит при частотах и магнитных полях, соответствующих положению плазменного резонанса, данный способ позволяет детектировать плазменные резонансы в ДЭС.

## 2.3 Экспериментальная установка

Все измерения, представленные в настоящей работе, были проведены с использованием криостата с жидким гелием-4 (рис. 2.4) при базовой температуре  $T = 4.2$  К с возможностью откачки паров гелия до температуры  $T = 1.5$  К. Образец был помещен в центре сверхпроводящего соленоида, подключенного к четырехквadrатному источнику тока, состоящему из управляющего блока AMI Model 430 и блока источника питания AMI 4Q06125PS.

В качестве источников СВЧ сигнала были использованы Agilent E8244A, Hewlett-Packard 83623B и Anritsu MG3697C. Микроволновое излучение в диапазоне частоты от 0.1 до 67 ГГц с характерными мощностями на выходном порте генератора от 1 мВт до 100 мВт подводилось к образцу одним из двух способов. В первом способе — по коаксиальному кабелю с SMA (SubMiniature version A) разъемом со стороны генератора и SMP (SubMiniature Push-On) разъемом со стороны чипа (вставка к рис. 2.4), на который монтировался образец. Во втором способе — с использованием коаксиально-волноводного перехода и прямоугольных волноводов WR-62 с частотой отсечки 9.488 ГГц или WR-28 с частотой отсечки 21.077 ГГц. В первом случае подведение СВЧ сигнала непосредственно к образцу осуществлялось с помощью алюминиевых проволочек диаметром 25 мкм, смонтированных с помощью аппарата ультразвуковой микросварки.

Для реализации оптической методики детектирования плазменных возбуждений, описанной в предыдущем разделе, использовалась следующая оптическая схема (рис. 2.4). Излучение от стабилизированного полупроводникового лазера Thorlabs CPS192 с длиной волны  $\lambda = 780$  нм с помощью делителя светового пучка, линз и коллиматора подводилось через кварцевый оптоволоконный световод непосредственно к образцу (мощность оптического сигнала, подводимая к образцу, не превышала 0.1 мВт). Сигнал люминесценции ДЭС собирался с помощью того же оптоволоконного световода и направлялся на вход двойного монохроматора/спектрографа (Coderg PНО) со спектральным разрешением 0.03 нм с последующим детектированием с помощью охлаждаемой жидким азотом ПЗС-матрицы (Princeton Instruments LN/CCD-1340/100-EHR/1).

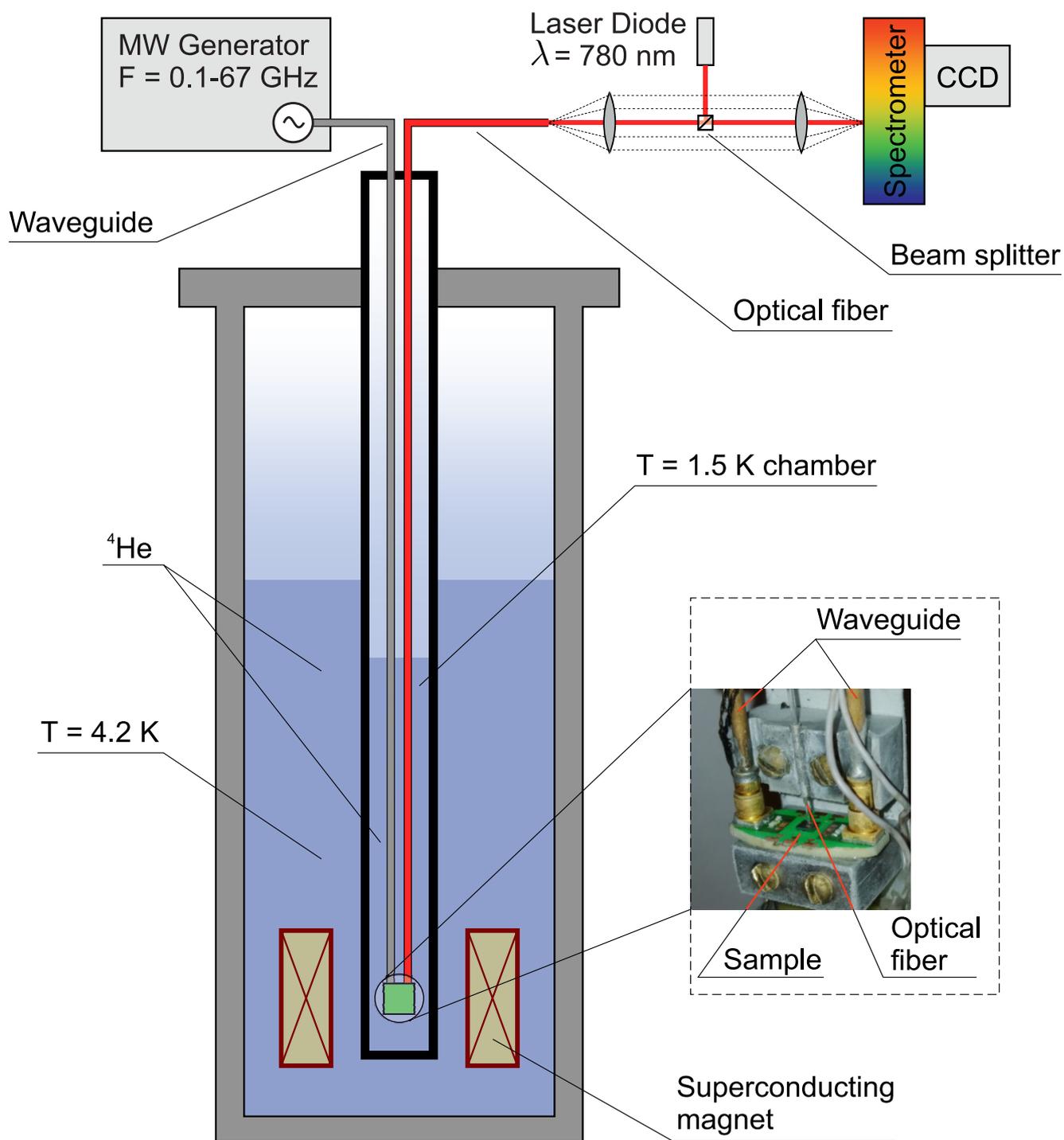


Рисунок 2.4: Схема экспериментальной установки криостата с жидким гелием-4, оптической схемой и схемой подведения возбуждающего СВЧ сигнала к образцу. В криостате также имелись промежуточная азотная полость и вакуумная рубашка, опущенные на рисунке. На вставке - фото образца, смонтированного на чипе под оптоволоконным волноводом.

## Глава 3

# “Проксимити” плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах

### 3.1 Введение

Плазменные возбуждения в ДЭС были хорошо изучены в двух предельных случаях: неэкранированная ДЭС (1.20), помещенная в диэлектрическую среду, и ДЭС, полностью экранированная близким металлическим затвором (1.30). Однако в микроэлектронных устройствах наибольшее распространение имеет геометрия ДЭС, которая лишь частично экранирована затвором. Несмотря на широкую распространенность такой конфигурации [81; 82; 85; 86], четкого понимания устройства плазменных мод в такой системе не было. Распространенным подходом являлось рассмотрение неэкранированных и подзатворных областей ДЭС отдельно и, соответственно, применение формул для частоты неэкранированного и полностью экранированного двумерных плазмонов.

В настоящей главе диссертации продемонстрировано [110; 111], что в ДЭС с частичной экранировкой существует новое семейство плазменных мод, названное “проксимити” плазмонами (“proximity” plasmons), которое ранее не рассматривалось. При определенных конфигурациях затвора плазменные возбуждения в таких системах могут иметь нетривиальный и неожиданный дисперсионный закон.

Настоящая глава посвящена экспериментальным результатам [111–113], полученным при исследовании плазменных возбуждений в протяженных ДЭС с затворами конечного размера в двух конфигурациях: узкая полоска и диск.

## 3.2 Затвор в форме узкой полоски

Впервые “проксимити” плазменные возбуждения были рассмотрены теоретически [110] и экспериментально [111] в геометрии протяженной ДЭС, экранированной затвором в форме узкой полоски (рис. 3.1 (b)). Типичной конфигурацией экспериментов являлось исследование поперечных плазменных возбуждений с  $N_{tr} = 1, 2, 3, \dots$  — числом узлов колебаний зарядовой плотности поперек затвора. Однако оказалось, что при  $N_{tr} = 0$  существует нетривиальное решение, соответствующее продольному колебанию. Рисунок 3.1 (b) иллюстрирует направление волнового вектора вдоль затвора, а также качественно показывает характер разделения зарядов в ДЭС и затворе при продольных колебаниях. Дисперсионная зависимость такого продольного “проксимити” плазменного возбуждения описывается формулой [110] (в разделах, посвященных экспериментальным результатам, формулы для удобства представлены в СИ):

$$\omega_{pr} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \frac{2q_l}{W}} \quad (q_l W \ll 1), \quad (3.1)$$

где  $W$  - ширина затвора,  $q_l$  - продольный волновой вектор,  $n_s$  - концентрация двумерных электронов,  $h$  - расстояние от ДЭС до металлического затвора.

Во-первых, данное возбуждение является бесщелевым в отличие от поперечных мод с  $N_{tr} \neq 0$  [110]:

$$\omega^2 = \frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \varepsilon \varepsilon_0} \left( q_{tr}^2 + \frac{4}{W} q_l \right) \quad (q_l W \ll 1), \quad (3.2)$$

где  $q_{tr} = N_{tr} \cdot \pi / W$  определяется квантованием волнового вектора поперек затвора. Во-вторых, продольное “проксимити” плазменное возбуждение лежит ниже по частоте, чем поперечные моды, являясь, таким образом, фундаментальным возбуждением в конфигурации протяженной ДЭС с затвором в форме узкой полоски. В-третьих, функциональная зависимость продольной “проксимити” плазменной моды является крайне примечательной. Система (рис. 3.1 (b)) носит одномерный характер и содержит близкий металлический затвор. Оба данных обстоятельства подразумевают линейный дисперсионный закон [51; 114]. Однако дисперсионная зависимость (3.1), с одной стороны, носит корневой характер  $\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$ , отвечающий неэкранированной ДЭС (1.20), а с другой, содержит пропорциональность  $\omega_{pr} \propto \sqrt{\hbar}$ , характерную для ДЭС с сильной экранировкой (1.30).

Для экспериментального изучения продольной “проксимити” плазменной моды [111] были исследованы образцы следующей конфигурации (вставка к рис. 3.1 (с)). ДЭС прямоугольной формы была частично экранирована находящимся посередине структуры узким затвором. По бокам ДЭС находились контакты, заземляемые в процессе измерений для более эффективного возбуждения плазменных мод в ДЭС. СВЧ сигнал подводился непосредственно к затвору с помощью алюминиевого “бондинга”.

Характерные спектры поглощения, измеренные на образце с размерами затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 100$  мкм, концентрацией двумерных электронов  $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и расстоянием от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм, показаны на рисунке 3.1 (а). Наблюдаемые в такой системе плазменные резонансы находятся заметно ниже, чем ожидалось бы для поперечного экранированного плазмона с  $N_{tr} = 1$  (1.30). Магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых плазменных мод показаны на рисунке 3.1 (с). Сплошные точки отвечают наиболее низкочастотному наблюдаемому резонансу. Полые точки - одной из поперечных мод с  $N_{tr} \neq 0$ . Обе данные магнитодисперсионные зависимости хорошо

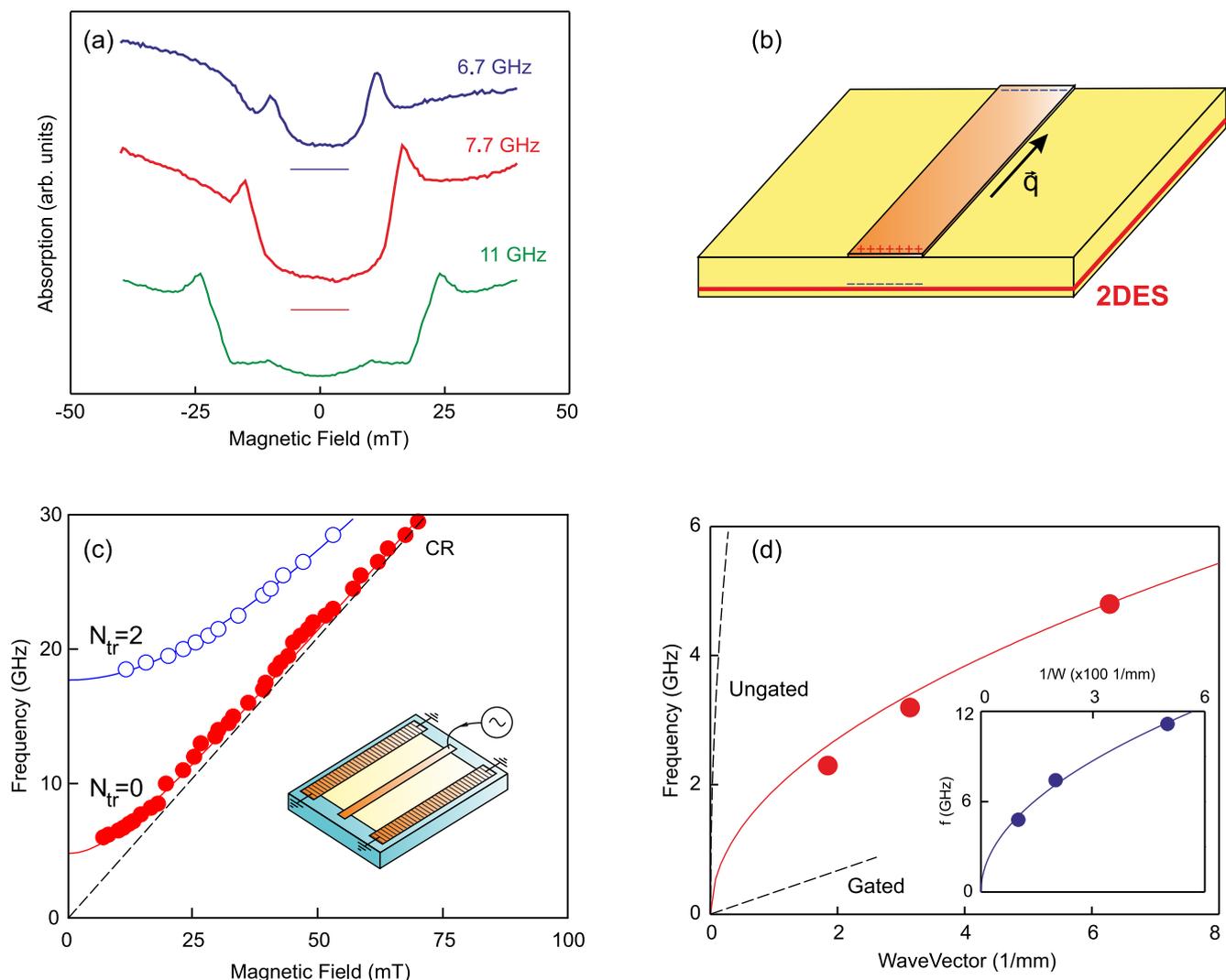


Рисунок 3.1: (а) Зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для указанных частот. (б) Схематическое изображение образца. Красным обозначена плоскость ДЭС (two-dimensional electron system - 2DES), коричневая полоска - металлический затвор на поверхности гетероструктуры. (в) Магнитодисперсионные зависимости для “проксимити” плазменных мод в ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски. Кривые поглощения и магнитодисперсионные зависимости показаны для образца с размерами затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 100$  мкм, концентрацией двумерных электронов  $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и расстоянием от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм. На вставке - схематический вид образца и конфигурация подведения СВЧ сигнала. (д) Дисперсия фундаментальной “проксимити” плазменной моды для образцов с шириной затвора  $W = 100$  мкм, длинами  $L = 0.5, 1.0$  и  $1.7$  мм и  $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Пунктиром показаны дисперсионные зависимости для неэкранированного (1.20) и полностью экранированного (1.30) двумерных плазмонов. На вставке показана дисперсионная зависимость от обратной ширины затвора при фиксированной длине  $L = 1.0$  мм с перебором по ширине  $W = 20, 50$  и  $100$  мкм. Из работы [111].

описываются стандартным законом гибридизации циклотронного и плазменного движений (1.24).

В силу симметрии системы возбуждаются только четные поперечные моды с  $N_{tr} = 2, 4, \dots$ . Теоретическое значение (3.2) для поперечной моды  $N_{tr} = 2$  составляет 21.0 ГГц и с достаточной точностью описывает более высокочастотную наблюдаемую плазменную моду. Отметим, что в пределе  $q_l \rightarrow 0$  дисперсионная зависимость поперечной моды аналогична зависимости полностью экранированного плазмона (1.30). Что касается низкочастотного плазменного возбуждения, то, по всей видимости, в силу не оптимального выбора геометрии затвора, возбуждалась продольная “проксимити” плазменная мода с  $N_l = 2$  и, соответственно, продольным волновым вектором  $q_l = 2 \cdot \pi/L$ . Теоретическое значение (3.1) составляет 5.3 ГГц, что с хорошей точностью описывает частоту наблюдаемой продольной “проксимити” плазменной моды.

С целью проверки функциональной зависимости дисперсионного закона (3.1) продольных “проксимити” плазменных возбуждений была проделана серия измерений с перебором по длине затвора при фиксированной ширине и, наоборот, с перебором по ширине затвора при фиксированной длине. Полученные экспериментально значения резонансных частот в нулевом магнитном поле показаны на рисунке 3.1 (d) для перебора по длинам затвора и на вставке к рисунку - для перебора по ширине затвора. Полученные зависимости с хорошей точностью описываются корневой зависимостью в соответствии с пропорциональностями  $\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$  и  $\omega_{pr} \propto \sqrt{1/W}$ . Для сравнения на рисунке 3.1 (d) также показаны пунктирными линиями дисперсионные законы для неэкранированного (1.20) и полностью экранированного (1.30) плазмонов с тем же продольным волновым вектором.

Для того чтобы убедиться в справедливости численных коэффициентов в формуле (3.1) и исследовать наиболее низкочастотное возбуждение в геометрии (рис. 3.1 (b)), были проведены эксперименты, направленные на возбуждение именно фундаментальной продольной “проксимити” плазменной моды с  $N_l = 1$  и  $N_{tr} = 0$ . Для этого была следующим образом оптимизирована геометрия центрального затвора. Была создана неоднородность по ширине затвора на его концах с целью возбуждения стоячих волн именно на длине, соответствующей размеру ДЭС (рис. 3.2 (b)).

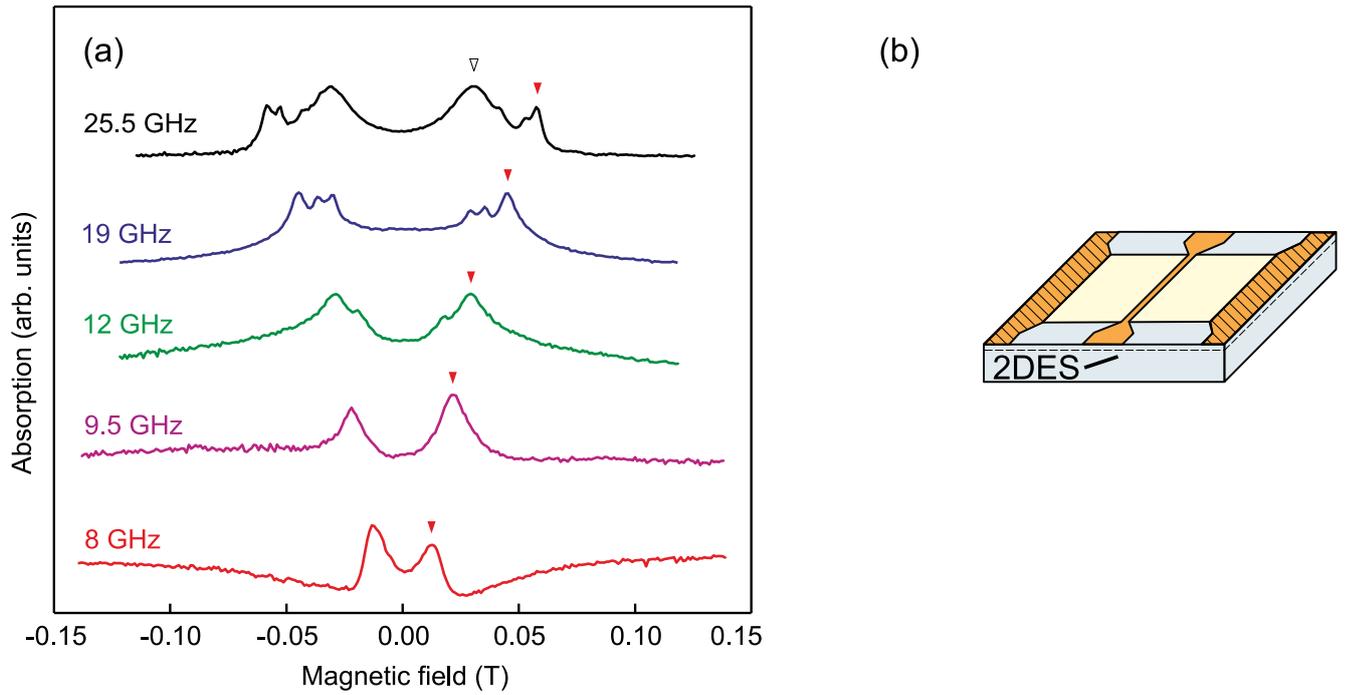


Рисунок 3.2: (а) Зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для указанных частот. Параметры образца: размеры затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 20$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и расстояние от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм. Сплошными стрелками показано положение фундаментального продольного “проксимити” плазмона, полый стрелкой - положение фундаментальной моды обычного двумерного плазмона, возбуждаемой во всей ДЭС между боковыми контактами. (б) Схематический вид образца. Из работы [112].

Характерные спектры поглощения, измеренные на образце с размерами затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 20$  мкм, концентрацией двумерных электронов  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и расстоянием от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм, показаны на рисунке 3.2 (а). СВЧ сигнал подводился аналогично предыдущей серии экспериментов непосредственно к центральному затвору. На графиках наблюдаются резонансные пики, симметричные по магнитному полю. С увеличением частоты количество наблюдаемых резонансов увеличивается, а их положение сдвигается в сторону больших магнитных полей.

Результирующие магнитодисперсионные зависимости для всех наблюдаемых плазменных мод показаны на рисунке 3.3 (а). Резонансная частота наиболее низкочастотной моды хорошо согласуется с теоретическим значением 7.9 ГГц, полученным по формуле (3.1) для продольного “проксимити” плазмона с  $N_l = 1$  и соответственно продольным волновым вектором  $q_l = \pi/L$ . Помимо данного плазменного возбуждения также наблюдается серия мод (3.3 (а)),

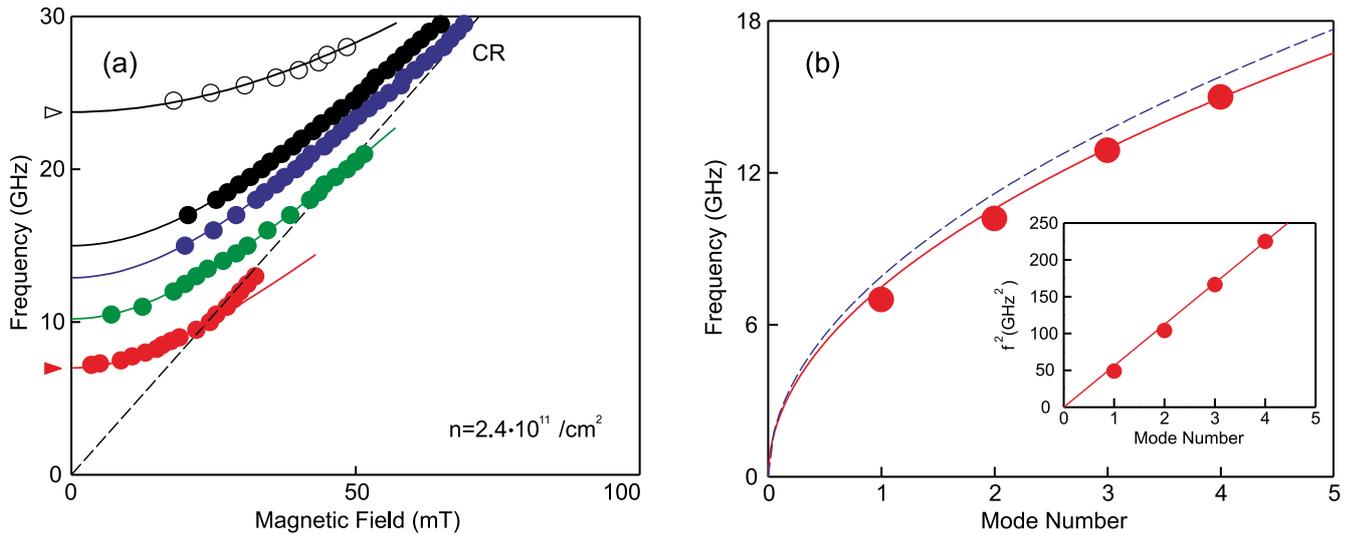


Рисунок 3.3: (а) Магнитодисперсионные зависимости для “проксимити” плазменных мод в ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски. Параметры образца: размеры затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 20$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и расстояние от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм. Сплошные точки - гармоника стоячих “проксимити” плазменных резонансов с  $N = 1, 2, 3, 4$  (квантование волнового вектора вдоль затвора). Полые точки - фундаментальная мода обычного двумерного плазмона. Пунктирной линией показана частота циклотронного резонанса (1.23) (CR). (б) Сплошные точки - зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от номера гармоники. Сплошная линия - подгонка корневой зависимостью, пунктирная линия - теоретическая зависимость (3.1) без подгоночных параметров. На вставке - аналогичная линеаризованная зависимость. Из работы [112].

сплошные точки), которые, как будет показано далее, являются кратными гармониками фундаментального продольного “проксимити” плазмона.

Также наблюдается дополнительная высокочастотная мода (3.3 (а), полые точки). Для параметров данного образца даже поперечная плазменная мода с  $N_{tr} = 1$  оказывается значительно выше по частоте (49.4 ГГц), чем наблюдаемые возбуждения. Плазменная мода (рис. 3.3 (а), полые точки) была идентифицирована как двумерный плазмон, возбуждаемый поперек центрального затвора во всей ДЭС между боковыми контактами с волновым вектором  $q = \pi/(2a + W)$ , где  $a = 200$  мкм — расстояние от бокового контакта до центрального затвора. В силу наличия боковых контактов частота данной моды оказалась “смягчена” с коэффициентом 1.4 по сравнению с частотой в аналогичной ДЭС без электродов [115].

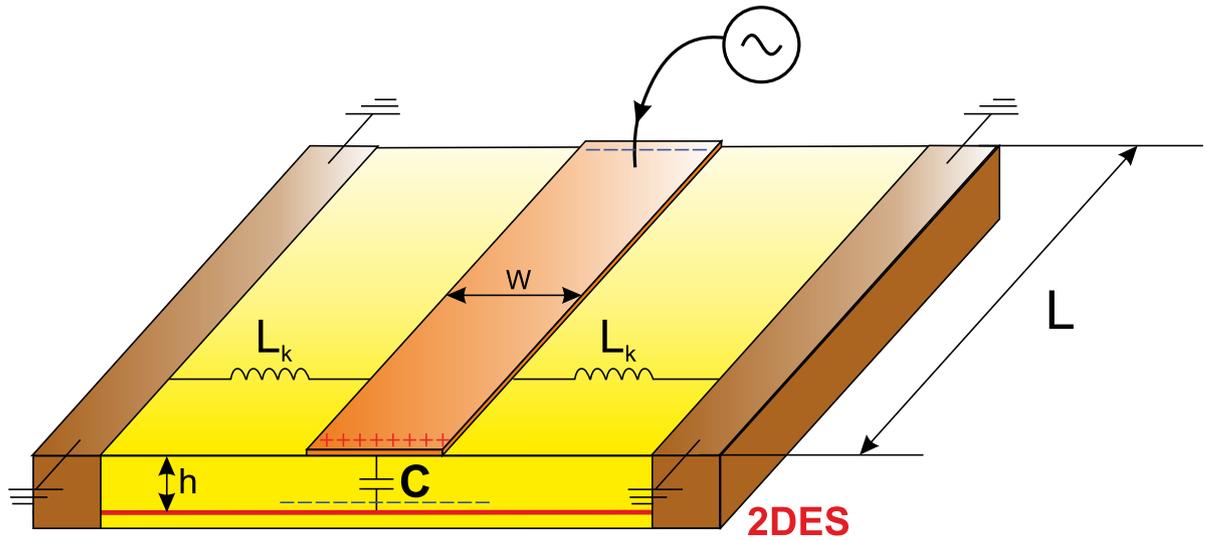


Рисунок 3.4: Схематический вид образца и эквивалентная электрическая схема. Красной линией показана плоскость ДЭС в сечении. Центральная коричневая полоска - металлический затвор, боковые коричневые области - заземленные контакты к ДЭС. СВЧ сигнал подводится непосредственно к центральному затвору. Из работы [111].

Для того чтобы убедиться, что серия низкочастотных мод (3.3 (а), сплошные точки) является набором кратных гармоник фундаментальной продольной “проксимити” плазменной моды с квантованием волнового вектора на длине затвора  $q_l = N \cdot \pi/L$  ( $N = 1, 2, 3, 4$ ), на рисунке 3.3 (b) отложена резонансная частота данных мод в нулевом магнитном поле в зависимости от номера кратной гармоники. Сплошной линией показана подгонка корневой зависимостью, пунктирной - теоретическая зависимость (3.1) без каких-либо подгоночных коэффициентов. Таким образом, путем оптимизации конфигурации центрального затвора удалось пронаблюдать фундаментальную продольную “проксимити” плазменную моду  $q_l = \pi/L$ , а также три ее кратные гармоники на одном образце, устранив тем самым неоднозначность численного коэффициента, наблюдаемую в предыдущих экспериментах [111].

Чтобы качественно объяснить физические причины одновременного наличия в дисперсионном законе (3.1) пропорциональностей, характерных и для неэкранированного двумерного плазмона  $\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$ , и для полностью экранированного двумерного плазмона  $\omega_{pr} \propto \sqrt{\hbar}$ , рассмотрим исследуемую систему (рис. 3.4) в терминах эквивалентного  $LC$ -контура [27; 46; 116]. Так как в системе присутствует близкий металлический затвор, то эквивалентная электрическая емкость определяется электрической емкостью между центральным

затвором и ДЭС:

$$C_g = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{W \lambda_{pl}}{h}, \quad (3.3)$$

где  $\lambda_{pl}$  - длина волны (вдоль затвора для продольной “проксимити” плазменной моды) с точностью до численного коэффициента. В отличие от полностью экранированной системы, в рассматриваемой ДЭС с частичной экранировкой электрические токи текут не только непосредственно под затвором, но и в неэкранированной области ДЭС по бокам от затвора. Делокализация электрического поля в неэкранированную область ДЭС для “проксимити” плазменной моды с  $N_{tr} = 0$  подтверждается результатами теоретического рассмотрения [110]. Таким образом, считая площадь области растекания электрических токов по бокам от затвора равной  $\lambda_{pl}^2$ , оценим кинетическую индуктивность электронов  $L_{pr}$  для рассматриваемой плазменной моды. Считая кинетическую энергию электронов в ДЭС равной  $E_k = 2 \cdot m^* v^2 / 2 \cdot n_s \lambda_{pl}^2$  и учитывая  $I = 2 n_s e v \lambda_{pl}$ , получим:

$$L_{pr} = \frac{L_k}{2} = \frac{m^*}{2 n_s e^2}, \quad (3.4)$$

где дополнительный коэффициент  $1/2$ , домноженный на стандартное выражение  $L_k = m^* / n_s e^2$  [46; 116], связан с наличием областей неэкранированной ДЭС, в которых текут электрические токи, с двух сторон от центрального затвора (рис. 3.4).

Подставляя эвристически  $\lambda_{pl} = 1/q_l$  (именно такой коэффициент позволит получить верный численный множитель в конечном ответе), получим выражение для продольной “проксимити” плазменной моды:

$$\omega_{pr} = \frac{1}{\sqrt{L_{pr} C_g}} = \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \varepsilon_0 \varepsilon} \cdot \frac{2 q_l}{W}}, \quad (3.5)$$

совпадающее с теоретически полученной [110] зависимостью (3.1). Таким образом, “комбинируя” большую емкость между близким затвором и ДЭС и кинетическую индуктивность двумерных электронов в неэкранированной области ДЭС по бокам от затвора для продольных возбуждений в данной системе (рис. 3.4), удастся получить нетривиальную дисперсионную зависимость (3.1) для продольного “проксимити” плазменного возбуждения.

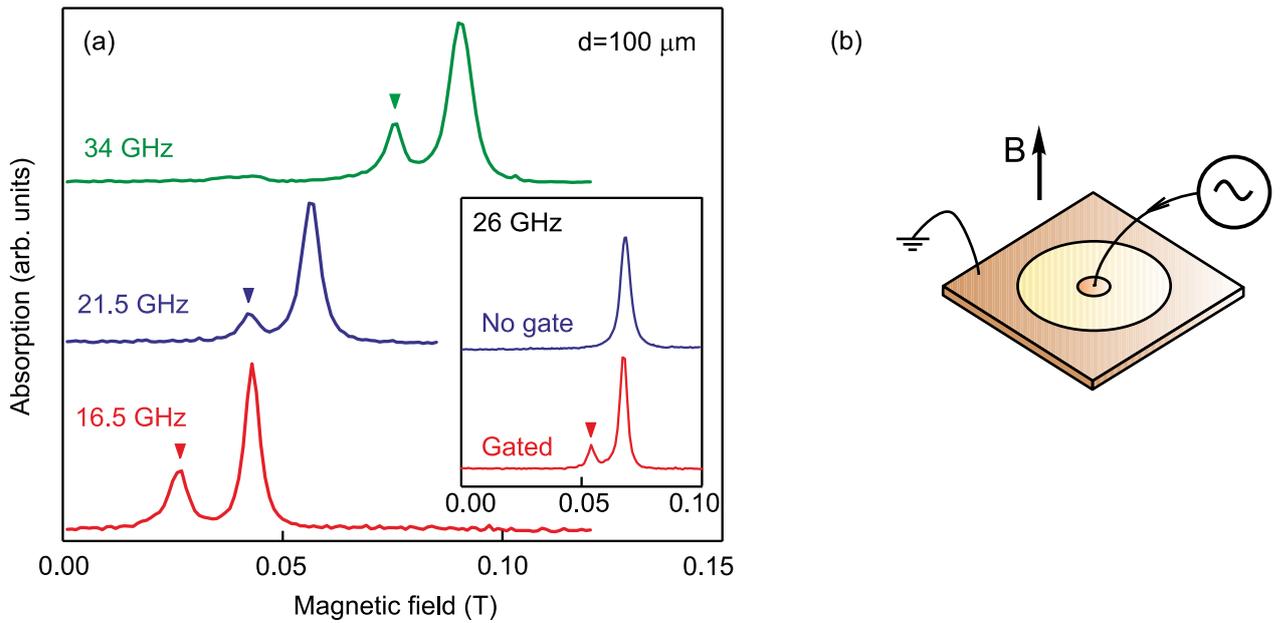


Рисунок 3.5: (а) Зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для указанных частот. ДЭС в форме диска диаметром  $D = 0.5$  мм и центральным затвором диаметром  $d = 100$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , расстояние от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм. На вставке - зависимости микроволнового поглощения от магнитного поля для конфигураций ДЭС с центральным затвором и без него. (б) Схематическое изображение образца - ДЭС с периметрическим заземленным контактом и центральным затвором, к которому подводится СВЧ сигнал. Из работы [113].

### 3.3 Затвор в форме диска

Случай ДЭС с узким затвором интересен в связи с его практической важностью и широкой распространенностью. Однако такая конфигурация представляет собой в некотором смысле предельный случай  $q_l W \ll 1$  отличия длины и ширины затвора. Закономерным является вопрос о характере поведения “проксимити” плазменных мод в ДЭС, частично экранированной затвором с сопоставимыми размерами  $qW \sim 1$ . Выбор конкретной геометрии связан с наиболее исследованным в литературе случаем ДЭС в форме диска [57; 58; 60]. В настоящем разделе представлено экспериментальное исследование “проксимити” плазменных мод в протяженной ДЭС, частично экранированной затвором в форме диска.

На рисунке 3.5 (а) показаны характерные кривые микроволнового поглощения в зависимости от магнитного поля для образца (рис. 3.5 (б)), представляющего собой ДЭС диаметром  $D = 0.5$  мм с центральным затвором также

в форме диска диаметром  $d = 100$  мкм и периметрическим контактом, заземленным для более эффективного возбуждения плазменных колебаний в данной системе. Концентрация двумерных электронов составляла  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, расстояние от ДЭС до затвора -  $h = 440$  нм. СВЧ сигнал подводился непосредственно к центральному затвору с помощью алюминиевого “бондинга”. В силу небольшого размера центрального затвора, алюминиевая нить крепилась к нему с помощью проводящего эпоксидного клея. Отметим, что один из наблюдаемых резонансов не связан с наличием центрального затвора. Чтобы убедиться в этом, были проведены контрольные измерения на аналогичном образце без центрального затвора (вставка к рис. 3.5 (а)). Позиция плазменного резонанса, наблюдаемого в отсутствие затвора, близка к зависимости циклотронного резонанса. Данное возбуждение, предположительно, связано с наличием металлического контакта по периметру ДЭС [117; 118]. Далее остановимся на изучении плазменного резонанса, возбуждение которого связано с наличием центрального затвора (данный резонанс отмечен стрелками на рисунке 3.5 (а)).

Магнитодисперсионные зависимости наблюдаемых плазменных мод показаны на рисунке 3.6 (а) сплошными и полыми точками для “проксимити” плазменных возбуждений и плазменных возбуждений, связанных с наличием контакта к ДЭС, соответственно. Экспериментальные точки, соответствующие “проксимити” плазменной моде, хорошо подгоняются зависимостью (1.24). С целью определения дисперсионной зависимости “проксимити” плазменной моды в ДЭС с затвором в форме диска, аналогичные измерения были проведены для серии образцов с перебором по диаметру центрального затвора  $d = 50, 100$  и  $200$  мкм (рис. 3.6 (b)). Так же как и в случае с полностью экранированной ДЭС, настоящая зависимость оказывается линейной.

Далее введем классификацию [57; 58] плазменных мод в системе в форме диска аналогично тому, как это было сделано в разделе Литературного обзора настоящей работы, посвященном магнитоплазменным возбуждениям в ДЭС. Будем обозначать плазменные моды в диске парой индексов  $(m, n)$ , отвечающих количеству узлов осцилляций зарядовой плотности вдоль периметра и вдоль радиуса затвора соответственно. В ДЭС в форме диска и в случае неэкранированной системы, и в случае полностью экранированной системы наиболее низкочастотной оказывается плазменная мода  $(1, 1)$ , где индекс  $n = 1$  отвечает

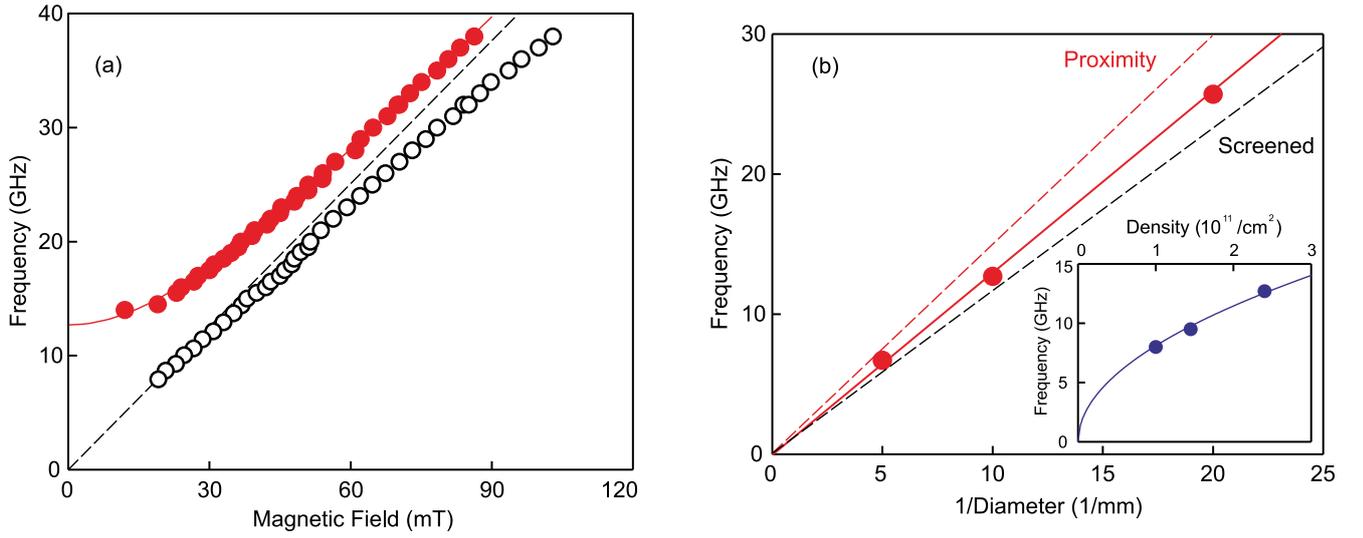


Рисунок 3.6: (а) Магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых плазменных мод (сплошные и полые точки) - образец с размером затвора  $d = 100$  мкм. Пунктиром показана частота циклотронного резонанса. (б) Дисперсионная зависимость для “проксимити” плазменного возбуждения в геометрии ДЭС с центральным затвором в форме диска (сплошные точки) - перебор по диаметрам затвора  $d = 50, 100$  и  $200$  мкм. Пунктирными линиями показаны теоретические зависимости (3.6) и (1.30). На вставке сплошными точками представлена зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от концентрации двумерных электронов для фиксированного размера затвора  $d = 100$  мкм. Из работы [113].

узлу осцилляций зарядовой плотности только в центре диска. В случае ДЭС, частично экранированной затвором в форме диска, согласно теоретическому рассмотрению [119], дисперсионная зависимость определяется выражением:

$$\omega_{pr} = \Omega_{m,n} \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0} \frac{2}{d}}, \quad (3.6)$$

где  $d$  - диаметр центрального затвора, покрывающего протяженную ДЭС. Численный коэффициент  $\Omega_{m,n}$ , соответствующий плазменной моде  $(m,n)$ , определяется как  $n$ -й корень уравнения [119]:

$$\partial_{\Omega} J_{|m|}(\Omega) + |m| J_{|m|}(\Omega) / \Omega = 0, \quad (3.7)$$

где  $J_{|m|}(x)$  — функция Бесселя первого рода ( $m \geq 1$ ). Фундаментальному “проксимити” плазменному возбуждению, таким образом, соответствует  $\Omega_{1,1} = 2.4$ .

Отметим, что рассматриваемая система в некотором смысле представляет собой “противоположную” конфигурацию по сравнению с полностью экранированной ДЭС. В случае полностью экранированной ДЭС система представлена ограниченной ДЭС, экранированной протяженным затвором. В рассматриваемом случае, наоборот, протяженная ДЭС экранирована затвором конечного размера. Однако в отличие от случая затвора в форме узкой полоски  $q_l W \ll 1$ , в случае с затвором в форме диска  $qW \sim 1$  дисперсионная зависимость “проксимити” плазменного возбуждения остается линейной и отличается от дисперсионной зависимости полностью экранированного плазмона в ДЭС в форме диска того же диаметра [58] только численным коэффициентом  $\Omega_{1,1}^{screened} = 1.8$ . На рисунке 3.6 (b) теоретические дисперсионные зависимости для полностью экранированного плазмона и “проксимити” плазмона в конфигурации диска построены пунктирными линиями. Небольшое отличие экспериментальных данных от теоретической зависимости, предположительно, связано с неточным учетом диэлектрического окружения системы.

Чтобы подчеркнуть различие между “проксимити” плазменными возбуждениями в конфигурациях затворов в форме узкой полоски и в форме диска, была проведена дополнительная серия экспериментов. В аналогичной системе с затвором в форме диска под ним была вытравлена часть ДЭС меньшего диаметра (вставка к рис. 3.7 (b)). Таким образом, под затвором оказывалось кольцо ДЭС, ширина которого  $W = 5$  мкм поддерживалась фиксированной.

Такая “кольцевая” геометрия эквивалентна случаю затвора в форме узкой полоски с шириной  $W$  и длиной, определяемой длиной кольца. Отличие состоит в том, что в данной конфигурации на длине кольца укладывается целое число длин волн плазменного возбуждения, в то время как в геометрии полоски на длине затвора укладывается целое число полуволн. Вместе с тем, так как ДЭС присутствует только с одной стороны от затвора в геометрии кольца, в формуле (3.1) нужно опустить коэффициент 2 под корнем.

Магнитодисперсионные зависимости, наблюдаемые в “кольцевой” конфигурации, показаны на рисунке 3.7 (a). В силу наличия края ДЭС наблюдается также краевая магнитоплазменная ветвь с отрицательной магнитодисперсией. Дисперсионные зависимости, полученные для “проксимити” плазменных возбуждений в геометрии кольца с перебором по диаметру затвора при фиксиро-

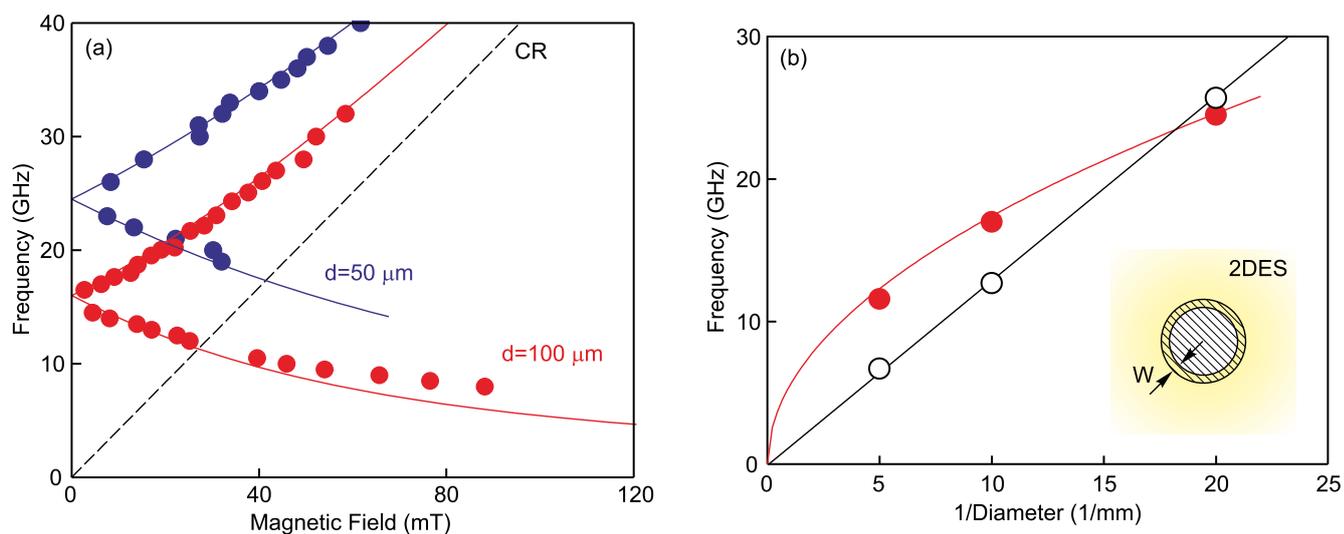


Рисунок 3.7: (а) Магнитодисперсионные зависимости для “проксимити” плазменных мод в системе с “кольцевой” геометрией. Диаметры затвора  $d = 50$  и  $100$  мкм (синие и красные сплошные точки соответственно), ширина кольца ДЭС под затвором фиксирована  $W = 5$  мкм. Сплошные кривые - подгонка теоретической зависимостью (1.25). (б) Дисперсионная зависимость для “проксимити” плазменных возбуждений в геометрии сплошной ДЭС с центральным затвором в форме диска (полые точки) и в “кольцевой” геометрии (сплошные точки) - перебор по диаметрам затвора  $d = 50, 100$  и  $200$  мкм. Сплошные линии - подгонка линейной и корневой зависимостями. На вставке - схематический вид образца в “кольцевой” геометрии. Желтым цветом обозначена ДЭС, штриховкой - затвор. Под затвором находится кольцо ДЭС шириной  $W$ . Из работы [113].

ванной ширине кольца  $W = 5$  мкм, показаны красными сплошными точками на рисунке 3.7 (б). Для сравнения дисперсионная зависимость “проксимити” плазменных возбуждений в геометрии диска (без подтравленной ДЭС) продублирована полыми точками. Таким образом, получив в случае “кольцевой” геометрии (вставка к рис. 3.7 (б)) конфигурацию, аналогичную случаю затвора в форме узкой полоски (вставка к рис. 3.1 (с)), мы воспроизвели корневой дисперсионный закон (3.1), являющийся отличительной особенностью “проксимити” плазмона в ДЭС, частично экранированной затвором в форме узкой полоски.

Вопрос о переходе от “проксимити” плазмонов в ДЭС с частичной экранировкой к обычным плазменным возбуждениям в ДЭС также был исследован экспериментально в работе [120].

### 3.4 Выводы

Несмотря на широкую распространенность частично экранированных ДЭС в полупроводниковой электронике, основной упор в большинстве работ и исследований делается на плазменные возбуждения, распространяющиеся поперек затвора (затворов) [81; 82; 85; 86]. Дисперсионная зависимость таких плазменных мод в случае единичного затвора в форме узкой полоски слабо отличается от стандартной линейной зависимости для полностью экранированных плазмонов. С другой стороны (в смысле форм-фактора затвора), дисперсионная зависимость плазменных возбуждений в ДЭС, частично экранированной затвором в форме диска, также оказалась линейной, отличающейся от аналогичной зависимости в полностью экранированной ДЭС только численным коэффициентом.

Схожесть дисперсионных зависимостей давала основание ошибочно трактовать плазменные колебания в частично экранированных ДЭС как сильно экранированные двумерные плазмоны непосредственно под затвором. Хотя такие конфигурации в некотором смысле являются противоположными: в одном случае ДЭС конечного размера полностью экранирована протяженным затвором, в другом - протяженная ДЭС частично экранирована затвором конечного размера. Области неэкранированной ДЭС вне затвора, однако, могут вносить существенный вклад в характер плазменных колебаний в такой системе.

В настоящей главе были представлены результаты первых экспериментальных исследований “проксимити” плазменных возбуждений в ДЭС с частичной экранировкой [111–113]. В частности, в конфигурации протяженной ДЭС с затвором в форме узкой полоски было обнаружено и исследовано фундаментальное продольное “проксимити” плазменное возбуждение, продемонстрировавшее нетривиальное поведение [110; 111], характерное одновременно и для двумерного плазмона в неэкранированной системе  $\omega_{pr} \propto \sqrt{q}$ , и для двумерного плазмона в полностью экранированной системе  $\omega_{pr} \propto \sqrt{h}$ . Таким образом, было показано принципиальное физическое отличие “проксимити” плазменных возбуждений в ДЭС с частичной экранировкой от хорошо изученных неэкранированных и полностью экранированных двумерных плазмонов.

## Глава 4

# Релятивистские плазменные возбуждения в частично экранированных двумерных электронных системах

### 4.1 Введение

При приближении дисперсионного закона двумерного неэкранированного плазмона к световому конусу начинают проявляться эффекты запаздывания [47; 71; 95], такие как асимптотическое приближение частоты плазмона к частоте света, сужение резонанса за счет делокализации плазменной моды в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС, и наличие зигзагообразной магнитодисперсионной зависимости. Таким образом, возбуждение становится плазмон-поляритоном. Однако при определенных более строгих условиях, а именно  $2\pi\sigma_{2D}/c > 1$ , теоретически [99; 102] предсказано существование релятивистского плазменного возбуждения, одной из главных отличительных особенностей которого является аномально узкая ширина резонанса и возбуждение в режиме  $\omega < 1/\tau$ , где обычные плазменные моды носят чисто релаксационный характер.

Релятивистские плазменные возбуждения до сих пор не были экспериментально исследованы в неэкранированной ДЭС. Однако похожая плазменная мода наблюдалась в частично экранированных ДЭС [103–105]. В образцах, представленных высококачественной частично экранированной ДЭС с контактами, наблюдалась высокочастотная плазменная мода, демонстрирующая нетривиальное магнитополевое поведение и возбуждаемая на неожиданно низких частотах  $\omega\tau < 1$ . По аналогии с неэкранированным случаем, данная плазменная мода также была названа релятивистской. Физическая природа данной плазменной моды до недавнего времени оставалась неясной.

Настоящая глава посвящена экспериментальному исследованию [121; 122] релятивистских плазменных мод в частично экранированных ДЭС. Рассмотрено условие возбуждения данной плазменной моды, установлена физическая природа таких колебаний, а также исследована зависимость свойств релятивистской плазменной моды от внешней электрической цепи, соединяющей затвор и ДЭС.

## 4.2 Затвор в форме узкой полоски

В ходе экспериментов по исследованию “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации протяженной ДЭС с затвором в форме узкой полоски [111] для некоторых образцов наблюдалась дополнительная плазменная мода (рис. 4.1). Данная мода, во-первых, возбуждалась на неожиданно низких частотах. Во-вторых, в отличие от “проксимити” плазменной моды, наблюдаемое низкочастотное возбуждение демонстрировало нетривиальное магнитополевое поведение (рис. 4.1 (b), оранжевые точки). Наконец, в-третьих, зависимость ее резонансной частоты от обратной ширины затвора имела корневой характер (вставка к рис. 4.1 (b)). Наблюдаемые свойства, а также аналогичная конфигурация системы позволили сделать вывод о наблюдении релятивистского плазмона [103–105].

Как оказалось, в ходе некоторых экспериментов затвор и боковые контакты ДЭС (вставка к рис. 3.1 (c)) были соединены через сопротивление 50 Ом. Именно в таких условиях наблюдалась дополнительная плазменная мода (рис. 4.1 (b), оранжевые точки), идентифицированная как релятивист-

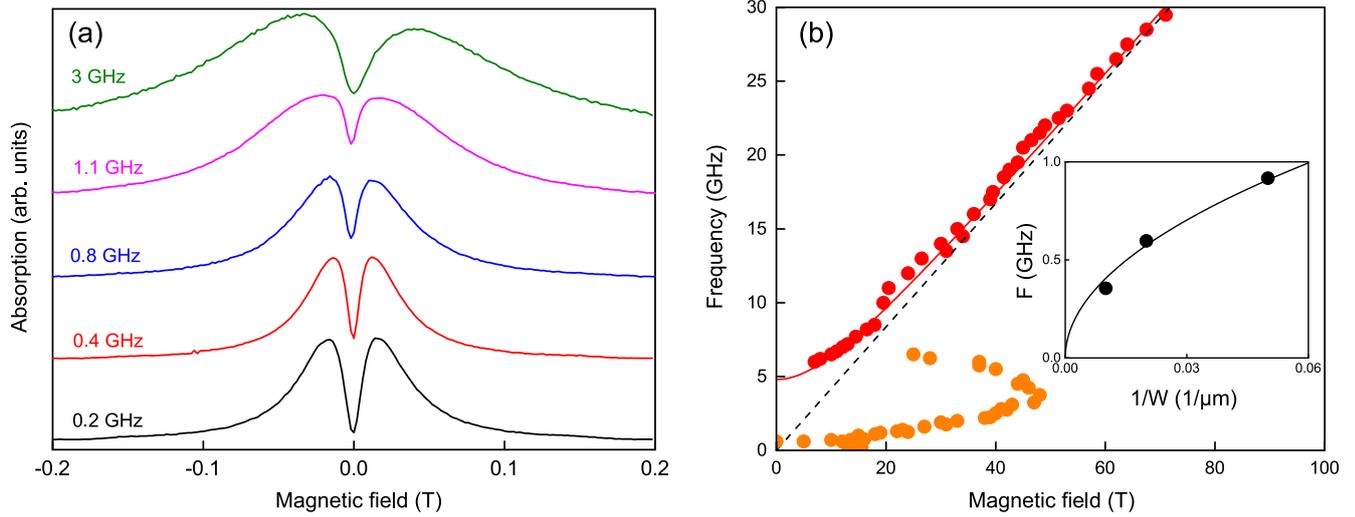


Рисунок 4.1: (a) Кривые микроволнового магнитопоглощения для указанных значений частоты. (b) Магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых плазменных мод. Красные сплошные точки - “проксимити” плазменная мода, оранжевые - релятивистская плазменная мода. Образец - частично экранированная ДЭС с затвором в форме узкой полоски (рассмотрено в предыдущей главе). Размеры затвора  $L = 0.5$  мм и  $W = 100$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.7 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ , расстояние от ДЭС до затвора  $h = 440$  нм. На вставке - зависимость резонансной частоты низкочастотной релятивистской моды от обратной ширины затвора.

ский плазмон. Подробные экспериментальные исследования данной плазменной моды были проведены для геометрии затвора в форме диска и представлены далее.

### 4.3 Затвор в форме диска

В силу наличия удобной аксиальной симметрии для исследования релятивистских плазменных возбуждений [121] была выбрана геометрия ДЭС в форме диска с периметрическим контактом, частично экранированной затвором в форме диска меньшего размера (вставка справа к рис. 4.2 (a)). Характерные спектры поглощения, измеренные на образце с диаметром ДЭС  $D = 0.5$  мм и диаметром центрального затвора  $d = 100$  мкм, концентрацией двумерных электронов  $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$  и расстоянием от ДЭС до затвора  $h = 370$  нм, показаны на рисунке 4.2 (a).

Результирующие магнитодисперсионные зависимости показаны на рисунке 4.2 (b). При относительно низких частотах наблюдаются два резонанса, де-

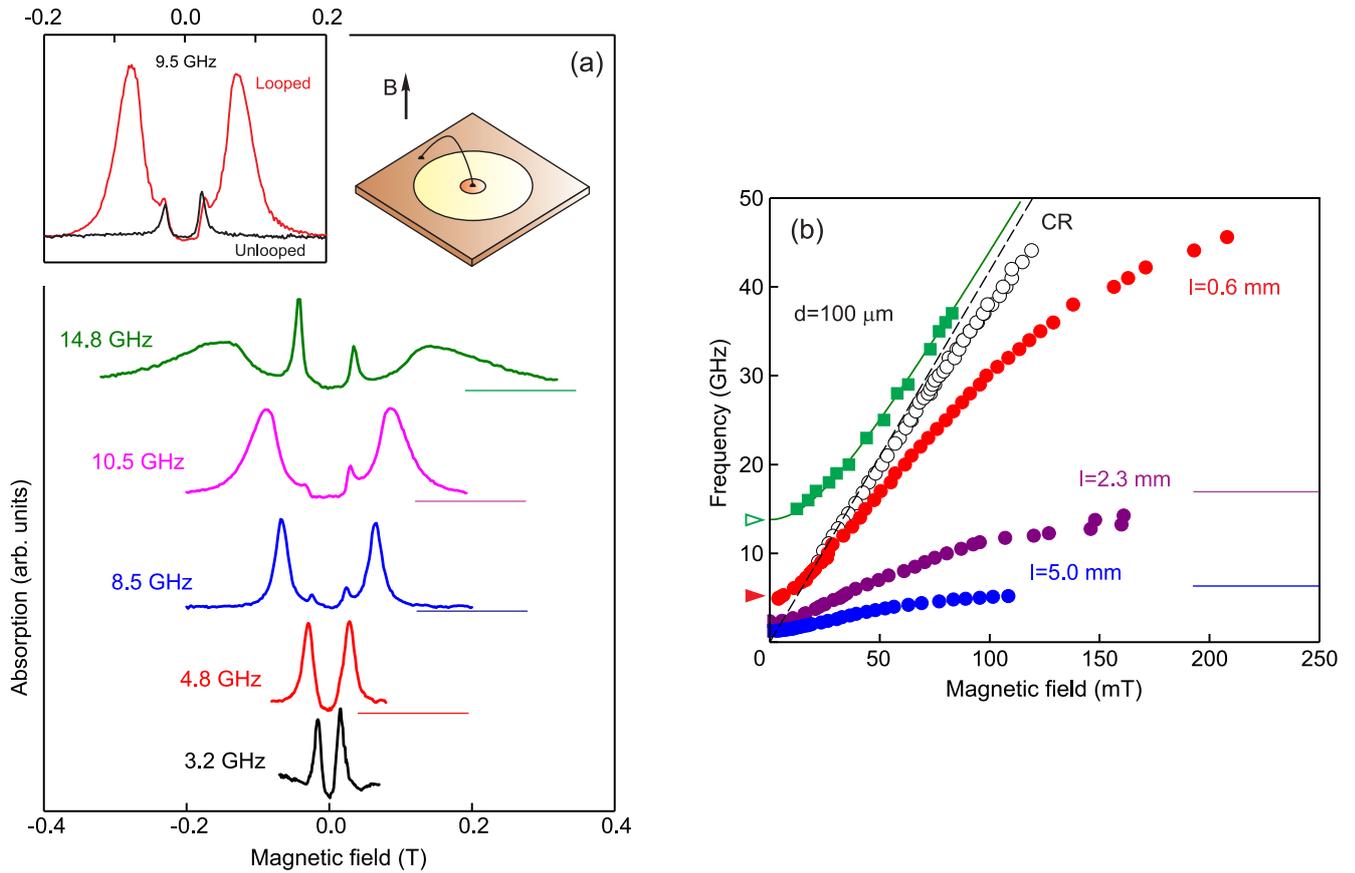


Рисунок 4.2: (а) Кривые микроволнового магнитопоглощения для указанных значений частоты. На вставке слева - сравнение кривых поглощения для идентичных образцов с перемычкой (проволокой), соединяющей центральный затвор и периметрический контакт (Looped), и без нее (Unlooped). На вставке справа - схематический вид образца. ДЭС с периметрическим контактом и центральным затвором, соединенными электрически. (б) Магнитодисперсионные зависимости для наблюдаемых плазменных мод. Зеленые квадраты - “проксимити” (1,1) плазмон (3.6, 3.7), полые точки - возбуждение, связанное с наличием контактов к ДЭС, цветные сплошные точки - релятивистское плазменное возбуждение для указанных длин соединительной перемычки. Параметры образца: ДЭС в форме диска диаметром  $D = 0.5$  мм и центральным затвором диаметром  $d = 100$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.5 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ , расстояние от ДЭС до затвора  $h = 370$  нм. Из работы [121].

монстрирующие положительную магнитодисперсию. При более высоких частотах возбуждается еще один резонанс, магнитодисперсионная зависимость которого хорошо соответствует выражению (1.24). Резонанс, положение которого близко к частоте циклотронного резонанса (1.23) (полые точки), связан с наличием металлического контакта по периметру ДЭС [117; 118] и в данной работе обсуждаться не будет. Высоочастотный резонанс (зеленые сплошные квадраты) соответствует “проксимити” (1,1) плазменному возбуждению, рассмотрен-

ному в предыдущей главе (3.6, 3.7), и начинает возбуждаться при добавлении затвора, частично экранирующего ДЭС. А наблюдаемая низкочастотная релятивистская мода (сплошные точки на рис. 4.2 (b), каждый цвет отвечает определенной длине проволоочки, соединяющей затвор с периметрическим контактом) возбуждается только при добавлении электрического соединения между затвором и ДЭС (через периметрический контакт). Магнитоабсорбция, полученная в результате контрольных измерений на идентичных образцах с перемычкой (проволокой), соединяющей центральный затвор и периметрический контакт (Looped), и без нее (Unlooped) показаны на левой вставке к рисунку 4.2 (a).

Чтобы объяснить физическую природу наблюдаемой релятивистской плазменной моды, обратимся к рассмотрению исследуемой системы в терминах эквивалентного  $LC$ -контура [27; 46; 116] аналогично тому, как это было сделано для “проксимити” плазмона в предыдущей главе. Так как низкочастотная релятивистская плазменная мода возбуждается только при условии наличия электрического соединения между затвором и ДЭС (левая вставка к рис. 4.2 (a)), естественно предположить, что данное плазменное возбуждение связано с перетеканием электрического заряда через соединительную проволоку. Токи, текущие при релятивистских плазменных колебаниях в ДЭС и в соединительной проволоке, показаны качественно на рисунке 4.3. Таким образом, данный тип колебаний можно физически описать как перетекание заряда из затвора в подзатворную область ДЭС через соединительную проволоку. В таком случае отличительной особенностью релятивистских плазменных колебаний в рассматриваемой системе является то, что ДЭС теряет квазинейтральность при таких перетеканиях и данную плазменную моду можно рассматривать как “заряженную”.

Оценим характерные параметры элементов в эквивалентном  $LC$ -контуре. Эквивалентная электрическая емкость определяется электрической емкостью между центральным затвором и ДЭС аналогично случаю “проксимити” плазмона (3.3):

$$C_g = \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \frac{\pi d^2 / 4}{h}. \quad (4.1)$$

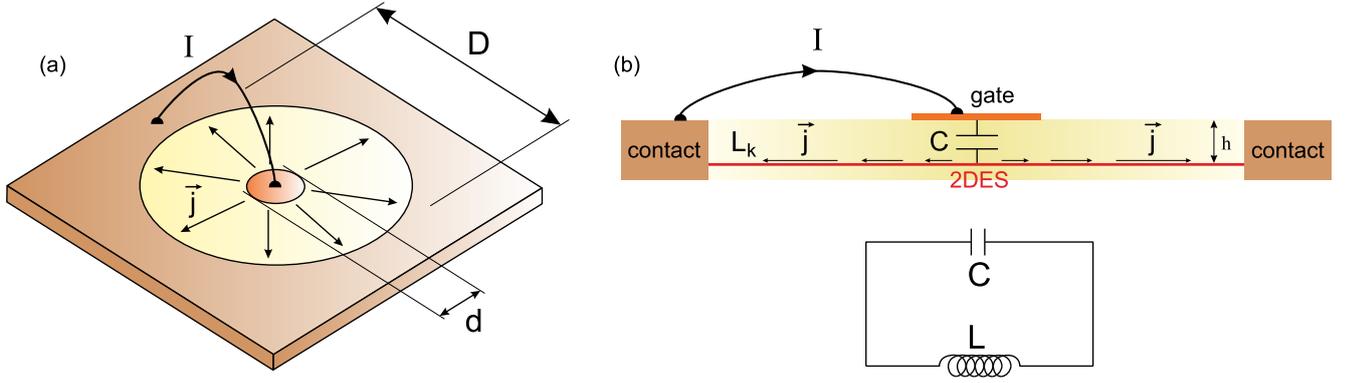


Рисунок 4.3: (а) Схематическое изображение образца. Затвор и ДЭС соединены через периметрический контакт с помощью металлической проволоки. Качественно показаны токи, текущие в ДЭС  $\mathbf{j}$  и в соединительной проволоке  $I$  при возбуждении релятивистского плазмона. (б) Образец в разрезе и эквивалентная электрическая схема, учитывающая кинетическую индуктивность  $L_k$  двумерных электронов и электрическую емкость  $C$  между затвором и ДЭС. Из работы [121].

Эквивалентная кинетическая индуктивность также определяется кинетической индуктивностью электронов (3.4):

$$L_{rel} = \frac{m^*}{2\pi n e^2} \cdot \ln(D/d), \quad (4.2)$$

где дополнительный логарифмический множитель и численный коэффициент  $2\pi$  связаны с растеканием токов в ДЭС из подзатворной области к периметрическому контакту. Результирующее выражение для оценки частоты релятивистского плазмона имеет вид:

$$\omega_{rel} \approx \frac{1}{\sqrt{L_{rel} C_g}} = \sqrt{\frac{2}{\ln(D/d)}} \cdot \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon \epsilon_0}} \cdot \frac{2}{d}. \quad (4.3)$$

Более строгий теоретический анализ [121], рассматривающий аналогичную модельную систему (рис. 4.3), приводит к похожему выражению с незначительной коррекцией:

$$\omega_{rel} = \Omega_{(0,0)} \sqrt{\frac{n_s e^2 h}{m^* \epsilon \epsilon_0}} \cdot \frac{2}{d}, \quad (4.4)$$

где коэффициент  $\Omega_{(0,0)}$  отвечает возбуждению  $(0,0)$  плазменной моды (в рамках классификации мод, рассмотренной в предыдущей главе), не обладающей узлами осцилляций зарядовой плотности ни в радиальном, ни в азимутальном

направлениях. Таким образом, в рассматриваемой конфигурации наблюдаемый релятивистский плазмон представляет собой осесимметричную моду  $(0,0)$  в отличие от дипольной  $(1,1)$  “проксимити” плазменной моды в смысле распределения заряда в ДЭС и в затворе.

В отличие от случая “проксимити” плазменного возбуждения в аналогичной системе (3.7), в случае релятивистского плазмона коэффициент  $\Omega_{(0,0)}$  содержит зависимость от геометрических параметров системы:

$$J_0(\Omega) - \Omega J_1(\Omega) \cdot \ln(D/d) = 0, \quad (4.5)$$

где  $J_{0,1}(x)$  — функции Бесселя первого рода. Таким образом, финальное выражение помимо линейной дисперсионной зависимости содержит также слабую логарифмическую поправку в приближении ДЭС достаточно большого диаметра  $D$  по сравнению с диаметром затвора  $d$ :

$$\omega_{rel} = \sqrt{\frac{2}{1/4 + \ln(D/d)}} \cdot \sqrt{\frac{n_s e^2 \hbar}{m^* \epsilon \epsilon_0}} \cdot \frac{2}{d} \quad (D/d > 2). \quad (4.6)$$

Отметим, что дисперсия (4.6) отличается от зависимости, полученной приближенно (4.3), только слагаемым  $1/4$  в знаменателе, соответствующим дополнительному вкладу в кинетическую индуктивность при растекании зарядов непосредственно в подзатворной области.

Далее сравним результаты теоретического рассмотрения с экспериментальными данными. Сделаем важную ремарку. Так как магнитодисперсионные зависимости релятивистской плазменной моды существенным образом зависят от длины соединительной проволоки (рис. 4.2 (b)), большая часть рассмотренных в данном разделе измерений относится к конфигурации с наименее короткой соединительной проволокой длиной  $l \approx 0.6$  мм, если не указано обратного. Дисперсионные зависимости и зависимости от корня из концентрации двумерных электронов, полученные для системы с такой конфигурацией, показаны на рисунках 4.4 (а, б). Полые точки синего цвета и сплошные точки красного цвета отвечают экспериментальным данным для “проксимити”  $(1,1)$  моды и для релятивистской  $(0,0)$  моды, соответственно. Кривые отвечают теоретическим зависимостям для данных плазменных мод. Экспериментальные данные

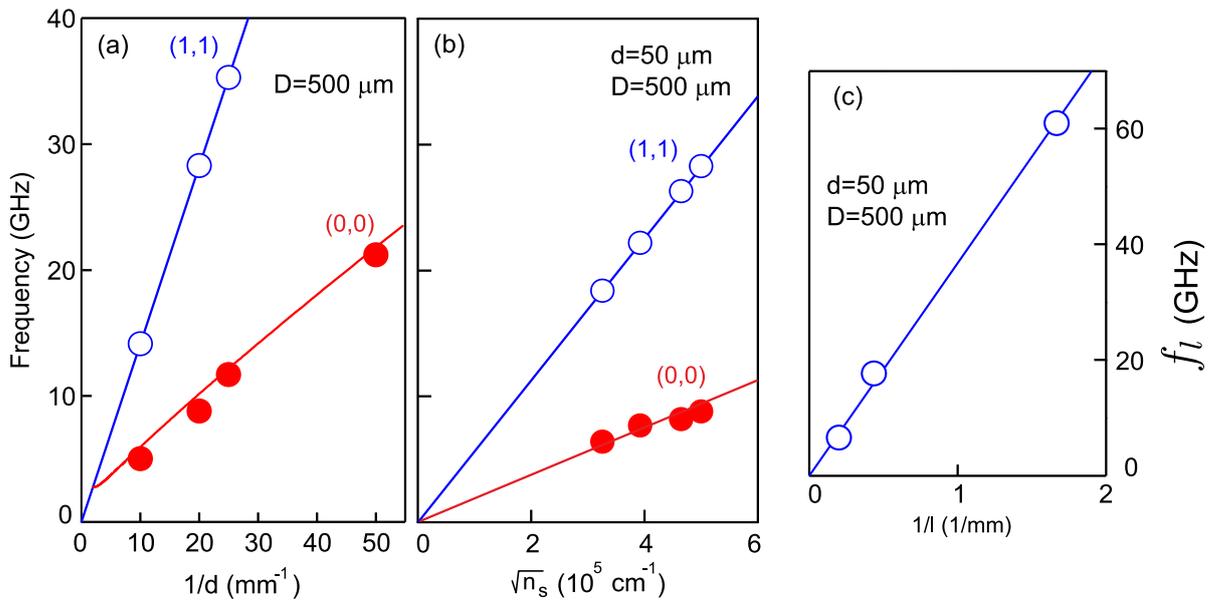


Рисунок 4.4: (а) Дисперсионные зависимости (1,1) “проксимити” дипольной моды (полые точки) и релятивистской (0,0) моды (сплошные точки). Сплошные линии - теоретические зависимости (3.6) и (4.4, 4.5). (б) Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле от корня из концентрации двумерных электронов для рассмотренных плазменных мод. (с) Зависимость асимптотической частоты релятивистского плазмона в больших магнитных полях от обратной длины соединительной проволоки. Из работы [121].

с хорошей точностью описываются теоретическими дисперсионными зависимостями для “проксимити” (3.6) и релятивистской (4.4, 4.5) плазменных мод в случае наиболее короткой соединительной проволоки (рис. 4.4 (а, б)).

Обратим внимание на то, что теоретическая дисперсионная зависимость (0,0) моды приближается к дисперсионной зависимости (1,1) моды при увеличении диаметра. Формально точка пересечения данных зависимостей определяется приближением диаметра затвора  $d$  к диаметру всей ДЭС  $D$ . Однако при равенстве данных диаметров ДЭС станет полностью экранированной и рассмотрение системы в терминах “проксимити” и релятивистского плазменных возбуждений потеряет релевантность. Также при близких значениях диаметров затвора и ДЭС нужно будет учитывать дополнительную латеральную емкость между затвором и контактом. Поэтому изображенное на рисунке 4.4 (а) поведение дисперсионной зависимости релятивистского плазмона в окрестности  $D = d$  является артефактом выбранной модели.

Вопросы, посвященные влиянию на свойства релятивистского плазменного возбуждения электрической цепи, соединяющей затвор и периметриче-

ский контакт ДЭС, будут подробно разобраны в следующем разделе. Однако рассмотрим несколько предварительных наблюдений, связанных с влиянием длины соединительной проволоки  $l$  на поведение релятивистского плазмона (рис. 4.2 (b)). Магнитодисперсионная зависимость релятивистского плазменного возбуждения отклоняется от частоты ЦР и асимптотически приближается к некоторой величине  $f_l$  при увеличении магнитного поля. Асимптотические значения  $f_l$  показаны на рисунке 4.2 (b) горизонтальными отрезками для длин проволоки  $l = 2.3$  и  $5.0$  мм. И магнитное поле, в котором происходит заметное отклонение магнитодисперсионной зависимости релятивистского плазмона от частоты ЦР, и асимптотическая частота  $f_l$  существенным образом зависят от длины соединительной проволоки  $l$ .

На рисунке 4.4 (c) показана зависимость асимптотической частоты  $f_l$  от обратной длины соединительной проволоки. Так как экспериментальные точки хорошо соответствуют линейной зависимости, можно сделать вывод о том, что при увеличении магнитного поля релятивистское плазменное возбуждение в рассматриваемой системе приближается к резонансу в соединительной проволочке. Данная гипотеза подтверждается и теоретическим рассмотрением (Supplementary Materials к работе [121]). В силу граничных условий, представленных фиксированным потенциалом на периметрическом контакте и нулевым током на затворе, соединительная проволока действует как четвертьволновый резонатор. Таким образом, резонансная частота релятивистского плазмона в больших магнитных полях с хорошей точностью описывается выражением  $\omega_{wire} = cq_{wire}/\varepsilon^*$ , где  $\varepsilon^* = (1 + \varepsilon_{GaAs})/2$  и  $q_{wire} = \pi/2l$ .

Таким образом, магнитополевое поведение релятивистской плазменной моды (рис. 4.2 (b)) демонстрирует типичную зависимость, которую можно интерпретировать как результат гибридизации плазменного возбуждения и фотонной моды в резонаторе, который в рассматриваемой системе представлен проволочкой, соединяющей затвор и периметрический контакт. Чем длиннее проволока, тем сильнее отклоняется магнитодисперсионная зависимость релятивистского плазмона от частоты ЦР при увеличении магнитного поля.

Чтобы количественно оценить степень гибридизации плазмона и фотонной моды, на рисунке 4.5 (a) построена дисперсионная зависимость релятивистского плазмона от волнового вектора  $q_{wire} = \pi/2l$ . Красная сплошная прямая

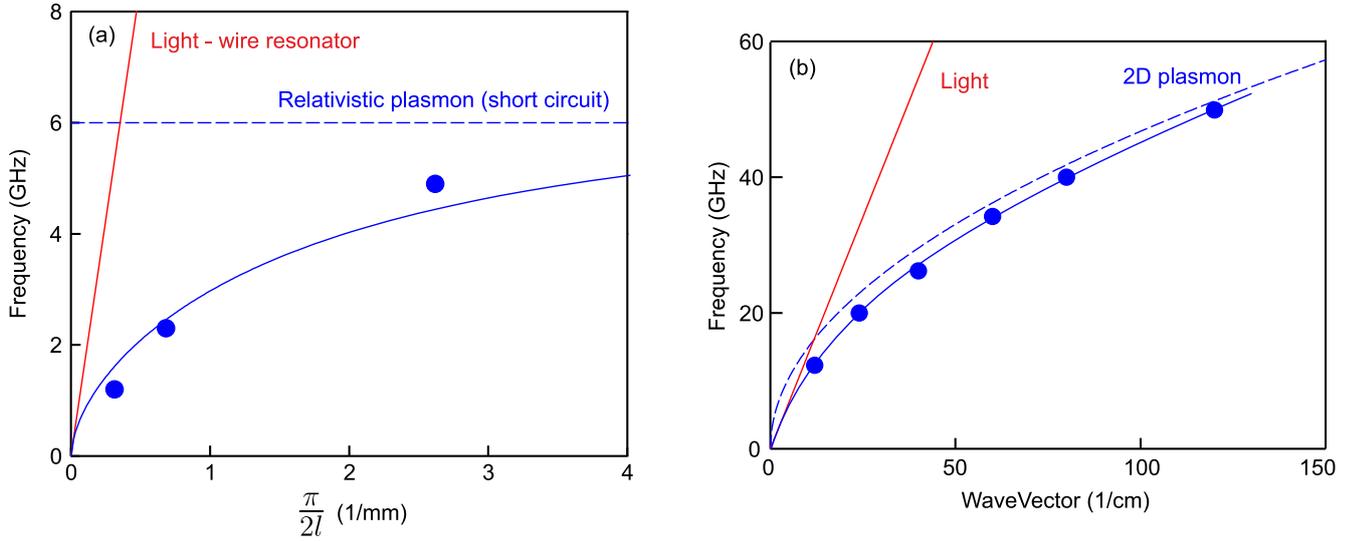


Рисунок 4.5: (а) Зависимость резонансной частоты релятивистского плазменного возбуждения в нулевом магнитном поле от обратной длины перемычки, соединяющей затвор и периметрический контакт (сплошные синие точки). Красная прямая - световой конус  $\omega_{wire} = cq_{wire}/\varepsilon^*$ , где  $\varepsilon^* = (1 + \varepsilon_{GaAs})/2$  и волновой вектор определяется длиной соединительной перемычки  $q_{wire} = \pi/2l$ . Пунктирная синяя кривая - частота релятивистского плазмона (4.6) в случае короткозамкнутого затвора и контакта. Сплошная синяя кривая - условная подгонка гладкой кривой. (б) Дисперсионная зависимость плазмона в неэкранированной ДЭС (сплошные синие точки). Красная прямая - световой конус. Пунктирная синяя кривая - квазистатическая дисперсионная зависимость (1.20). Сплошная синяя кривая - дисперсия плазмон-поляритона (1.32). Из работы [121]

описывает резонансную частоту в проволоке  $f_l$ , пунктирная линия показывает “квазистатическую” частоту релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле в случае короткозамкнутого затвора и периметрического контакта (4.6), то есть  $f_l \rightarrow \infty$ . Для сравнения также приведена аналогичная зависимость для обычного неэкранированного плазмона в ДЭС (рис. 4.5 (б)). Релятивистский плазмон, таким образом, демонстрирует значительное изменение частоты относительно “квазистатического” значения при гибридизации с фотонной модой соединительной проволоки.

Однако физический характер рассматриваемой релятивистской моды, а именно осесимметричное (0,0) возбуждение, не обладающее узлами осцилляций зарядовой плотности ни в радиальном, ни в азимутальном направлениях, затрудняет выбор волнового вектора при построении дисперсионной зависимости (рис. 4.5 (а)). Не до конца понятно, нужно ли использовать размер соединительной проволоки  $l$  или размер затвора  $d$  в качестве характерного. В

следующем разделе данный вопрос будет рассмотрен в более универсальных терминах параметра запаздывания  $A$ .

## 4.4 Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений

Чтобы подробнее исследовать влияние электрической цепи, соединяющей затвор и ДЭС, были экспериментально исследованы образцы различной конфигурации (рис. 4.6). Так как базовый вариант (рис. 4.6 (a)) не позволял контролируемо использовать перемычки (провода) достаточно большой длины для соединения затвора и периметрического контакта, были опробованы еще два варианта. Первый вариант (рис. 4.6 (b)) заключался в использовании дополнительной металлической полоски на отдельной GaAs подложке, соединенной перемычками с образцом. Вторым вариантом (рис. 4.6 (c)) — использование соеди-

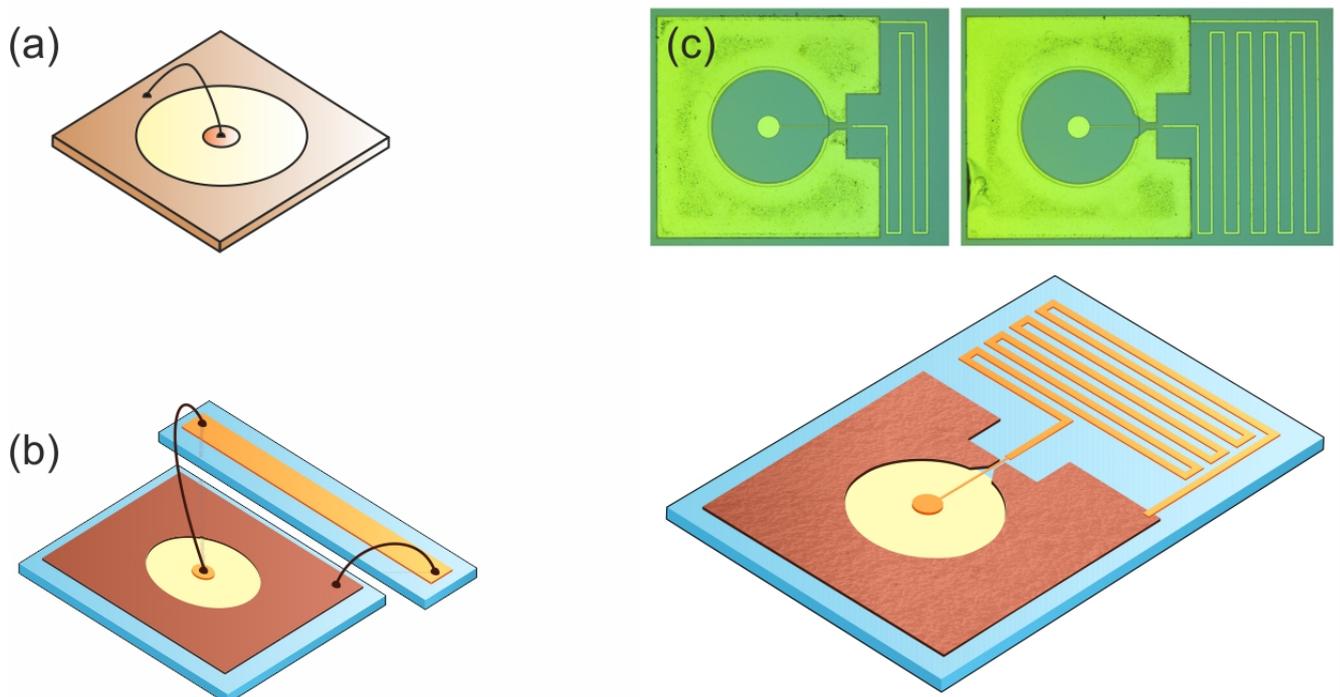


Рисунок 4.6: Схематический вид образца - ДЭС с периметрическим контактом и центральным затвором, соединенными электрически. (a) Соединительная цепь - металлическая перемычка (провода). (b) Соединительная цепь - металлические перемычки и металлическая полоска, напыленная на GaAs подложку. (c) Соединительная цепь - сформированная на той же подложке металлическая линия в форме меандра. Сверху - фотографии исследуемых образцов. Из работы [122].

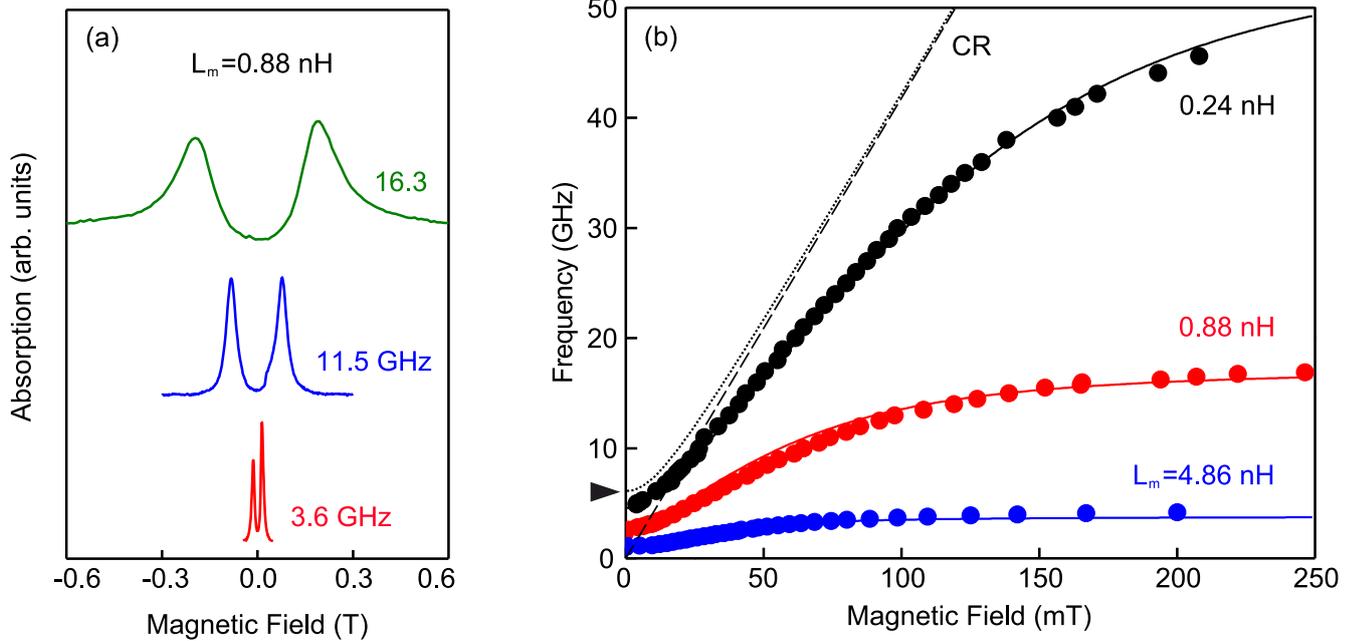


Рисунок 4.7: (а) Кривые микроволнового поглощения в зависимости от магнитного поля для указанных значений частоты. Образец представляет собой ДЭС в форме диска диаметром  $D = 0.5$  мм, частично экранированную центральным затвором диаметром  $d = 100$  мкм. Концентрация двумерных электронов  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , расстояние от ДЭС до затвора  $h = 370$  нм. Соединительная цепь имеет индуктивность  $L_m = 0.88$  нГн. (б) Магнитодисперсионные зависимости для релятивистской (0,0) плазменной моды (сплошные точки) для различных значений индуктивности соединительной цепи  $L_m$ . Штриховая прямая - частота циклотронного резонанса (1.23). Частота, отмеченная черным маркером, соответствует частоте релятивистского плазмона в приближении короткозамкнутого затвора и периметрического контакта (4.6). Соответствующая пунктирная магнитодисперсионная зависимость отвечает правилу гибридизации (1.24). Сплошные кривые - теоретические зависимости, полученные в разделе Supplementary Materials работы [122].

нительной линии в форме меандра, напыленной на той же подложке, на которой находится и образец — оказался наиболее оптимальным и позволил контролируемо использовать соединительные цепи с большими индуктивностями.

Кривые микроволнового поглощения, измеренные на образце с конфигурацией соединительной цепи в виде линии-меандра (рис. 4.6 (с)), показаны на рисунке 4.7 (а) для одной из промежуточных длин соединительной цепи. Результирующие магнитодисперсионные зависимости релятивистского плазменного возбуждения для трех различных вариантов соединительной цепи показаны на рисунке 4.7 (б). Данные кривые демонстрируют ряд особенностей, которые предварительно обсуждались в конце предыдущего раздела. Во-первых,

отклонение от частоты ЦР в больших магнитных полях. Во-вторых, выход магнитодисперсионных зависимостей при увеличении магнитного поля на некоторое постоянное значение, которое зависит от длины соединительной цепи. В-третьих, зависимость резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле от длины соединительной цепи.

В предыдущем разделе было продемонстрировано, что релятивистское плазменное возбуждение в исследуемой конфигурации является результатом гибридизации плазменного возбуждения и фотонной моды в резонаторе, представленном электрической цепью, соединяющей затвор и периметрический контакт. Опишем далее эффекты запаздывания для рассматриваемой релятивистской плазменной моды в терминах эквивалентного  $LC$ -контурa, расширив модель, предложенную в предыдущем разделе (4.3, 4.6), на случай соединительной цепи конечной длины.

Для случая короткозамкнутых затвора и периметрического контакта резонансная “квазистатическая” частота релятивистского плазмона (4.6) определяется электрической емкостью между центральным затвором и ДЭС (4.1) и кинетической индуктивностью электронов в ДЭС, растекающихся из подзатворной области к периметрическому контакту (4.2), более точным выражением для которой является формула:

$$L_{rel} = \frac{m^*}{2\pi n e^2} \cdot (\ln(D/d) + 1/4) \quad (4.7)$$

с учетом кинетической индуктивности электронов в подзатворной области.

При учете внешней электрической соединительной цепи к кинетической индуктивности электронов в ДЭС (4.7) необходимо добавить магнитную индуктивность цепи  $L_m$ . Тогда формула для резонансной частоты релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле примет следующий вид:

$$\omega_{rel} = \frac{1}{\sqrt{(L_{rel} + L_m)C_g}} = \frac{1}{\sqrt{L_{rel}C_g}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + L_m/L_{rel}}} \quad (4.8)$$

Введем параметр запаздывания (1.34) по аналогии с тем, как это было сделано в случае неэкранированной ДЭС:

$$A = \sqrt{\frac{L_m}{L_{rel}}}. \quad (4.9)$$

В случае рассмотрения релятивистского плазменного возбуждения в частично экранированной ДЭС, таким образом, параметр запаздывания определяется квадратным корнем из отношения магнитной индуктивности соединительной цепи (резонатора) к кинетической индуктивности двумерных электронов (с учетом форм-фактора системы). Формула для описания эффектов запаздывания (4.8) примет более универсальный вид:

$$\frac{\omega_{rel}}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad (4.10)$$

где  $\omega_0$  - “квазистатическая” частота релятивистского плазмона (4.6).

Полученные в приближении эквивалентного  $LC$ -контура формулы можно расширить на случай небольших магнитных полей, воспользовавшись формулой для высокочастотной проводимости ДЭС в магнитном поле:

$$\sigma_{xx}(\omega, B) = \frac{n_s e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{1 + i\omega\tau}{(1 + i\omega\tau)^2 + \omega_c^2 \tau^2}. \quad (4.11)$$

При условии  $\omega\tau \gg 1$ , рассматривая импеданс ДЭС  $1/\sigma_{xx}(\omega, B)$ , можно получить в пределе малых магнитных полей коррекцию к кинетической индуктивности [123]:

$$L(B) = L_{k, B=0} \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right). \quad (4.12)$$

Тогда для магнитодисперсионной зависимости релятивистского плазмона с учетом запаздывания в небольших магнитных полях получим:

$$\omega_{rel}^2 = \frac{\omega_0^2 + \omega_c^2}{1 + A^2}. \quad (4.13)$$

Таким образом, ожидается перенормировка и резонансной частоты в нулевом магнитном поле, и циклотронной частоты с одним и тем же фактором  $1/\sqrt{1 + A^2}$ .

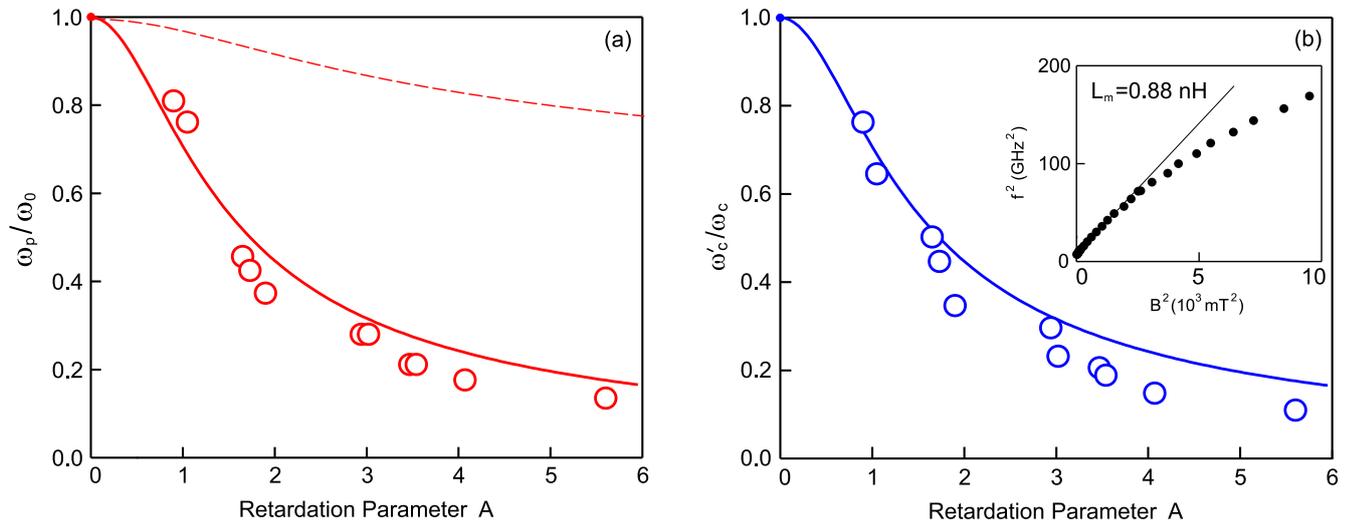


Рисунок 4.8: Зависимости резонансной частоты в нулевом магнитном поле (а) и эффективной циклотронной частоты (б), нормированных на “квазистатические” значения (4.6) и (1.23), от параметра запаздывания (4.9). Сплошные кривые - теоретическая зависимость  $1/\sqrt{1+A^2}$  в пределе малых магнитных полей. Пунктирной кривой показана аналогичная зависимость (1.32) для плазмонов в неэкранированной ДЭС, где в качестве параметра запаздывания использована величина (1.34). На вставке показана зависимость квадрата частоты от квадрата магнитного поля для релятивистского плазмона. Прямая - подгонка в области малых магнитных полей (4.13). Из работы [122].

С целью экспериментальной проверки предложенной физической модели (4.13), описывающей поведение релятивистской плазменной моды в рассматриваемой частично экранированной ДЭС (рис. 4.6), были исследованы одиннадцать образцов [122]. Параметры ДЭС, затвора и периметрического контакта были идентичными. Был сделан перебор по параметрам соединительной электрической цепи между затвором и периметрическим контактом, магнитная индуктивность  $L_m$  которой менялась от 0.24 до 9.1 нГн. При этом типичная кинетическая индуктивность двумерных электронов с учетом форм-фактора ДЭС (4.7) составляла 0.29 нГн для  $n_s = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $D = 0.5 \text{ мм}$  и  $d = 0.1 \text{ мм}$ .

Для каждого из образцов были исследованы магнитодисперсионные зависимости в широком диапазоне магнитных полей и частот. В пределе малых магнитных полей данные зависимости действительно демонстрировали поведение (вставка к рис. 4.8 (б)), хорошо описываемое линейной функцией в координатах квадрата частоты от квадрата магнитного поля, в соответствии с формулой (4.13). Извлеченные из таких линеаризованных зависимостей параметры релятивистского плазмона — резонансная частота в нулевом магнитном

поле и эффективная циклотронная частота — построены на рисунках 4.8 (а) и (б) соответственно в зависимости от параметра запаздывания (4.9). Теоретические зависимости  $1/\sqrt{1+A^2}$ , предсказанные и для нормированной резонансной частоты в нулевом магнитном поле, и для эффективной циклотронной частоты, построены сплошными линиями. Пунктирной линией показана аналогичная зависимость (1.32) для плазмонов в неэкранированной ДЭС, где в качестве параметра запаздывания использована величина (1.34).

Во-первых, полученные экспериментальные данные с хорошей точностью описываются предложенной моделью (4.13). Во-вторых, наблюдаемое уменьшение резонансной частоты релятивистского плазмона при гибридизации с фотонной модой внешней цепи значительно сильнее, чем аналогичное уменьшение частоты в случае проявления эффектов запаздывания обычной плазменной моды в неэкранированной ДЭС. В силу специфики используемой экспериментальной методики, а именно возбуждения плазмонов с помощью проволочной антенны в непосредственной близости от образца, не удавалось согласованно подводить мощность СВЧ сигнала к образцу. Поэтому крайне негладкая зависимость подводимой мощности от частоты не позволяла с достаточной точностью определять ширину релятивистского плазменного резонанса. Однако для наибольших значений магнитной индуктивности внешней цепи релятивистский плазменный резонанс наблюдался в режиме  $\omega\tau < 1$ . В частности, для соединительной цепи с  $L_m = 4.86$  нГн (соответствующий параметр запаздывания  $A = 4.1$ ) релятивистское возбуждение наблюдалось в режиме  $\omega\tau \approx 0.7$ , при котором обычные плазменные возбуждения носят чисто релаксационный характер.

## 4.5 Выводы

Неэкранированная ДЭС без каких-либо металлических электродов поблизости является каноничной системой, в которой было теоретически предсказано появление релятивистской плазменной моды [99; 102], возбуждаемой в высококачественных ДЭС в режиме (1.43). Такая мода, предположительно, обладает рядом уникальных свойств, включая возбуждение в диапазоне частот  $\omega\tau < 1$ , где обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер. Однако релятивистское плазменное возбуждение до сих пор не было экспериментально

исследовано в неэкранированных ДЭС в силу ряда сложностей, в частности, существенной делокализации данной моды в направлении, перпендикулярном плоскости ДЭС.

Плазменная мода, демонстрирующая похожие свойства, тем не менее, экспериментально наблюдалась в частично экранированной ДЭС с контактом [103–105]. Несмотря на то, что такая система существенно отличается от базового неэкранированного случая, конфигурация ДЭС с затвором и контактом является практически значимой и широко распространенной, в частности, в контексте транзисторных структур. Отсутствие экспериментальных исследований, посвященных данному возбуждению, по-видимому, связано со следующими фактами. Релятивистская плазменная мода возбуждается на неожиданно низких частотах, может иметь практически плоскую магнитодисперсионную зависимость и имеет дополнительное условие для возбуждения - наличие электрического соединения между затвором и ДЭС.

В настоящей главе было рассмотрено релятивистское плазменное возбуждение в частично экранированной ДЭС с контактом [121; 122]. Помимо “проксимити” плазменной моды, связанной с наличием затвора, частично экранирующего ДЭС, такая система также поддерживает релятивистскую плазменную моду при дополнительном условии наличия электрического соединения между затвором и ДЭС. Релятивистская плазменная мода в рассматриваемой системе оказывается фундаментальным наиболее низкочастотным возбуждением. Было продемонстрировано, что данная мода представляет собой периодические перетекания электрического заряда из затвора в подзатворную область ДЭС через соединительную электрическую цепь. Таким образом, ДЭС теряет квазинейтральность в процессе таких колебаний. Помимо этого, для релятивистского плазменного возбуждения характерно отсутствие узлов осцилляций зарядовой плотности на затворе.

Релятивистская плазменная мода в частично экранированной ДЭС с контактами демонстрирует ряд уникальных свойств, связанных с эффектами запаздывания, обусловленными в данном случае гибридизацией плазмона и фотонной моды в резонаторе, представленном соединительной цепью между ДЭС и затвором. Было продемонстрировано, что магнитополевое поведение и резонансные частоты в нулевом магнитном поле и в пределе больших магнитных

полей существенным образом зависят от величины магнитной индуктивности соединительной цепи. В частности, для одной и той же конфигурации ДЭС с затвором и контактом удалось уменьшить резонансную частоту релятивистской плазменной моды в нулевом магнитном поле на порядок с помощью подключения подходящей соединительной цепи. Помимо этого, релятивистский плазмон наблюдался в режиме  $\omega\tau < 1$ , где обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер. Такое поведение, во-первых, является маркером аналогичной релятивистской плазменной моды, ожидаемой в неэкранированной ДЭС (1.43). Во-вторых, имеет практическое значение для возбуждения данного резонанса вплоть до комнатных температур [105].

Таким образом, релятивистскую плазменную моду можно “организовать” в любой системе, содержащей частично экранированную ДЭС с контактом, добавив электрическое соединение между затвором и ДЭС. Свойствами данной моды можно управлять в широком диапазоне, изменяя соединительную электрическую цепь, а резонанс имеет аномально малую ширину благодаря гибридизации с фотонной модой соединительной цепи. Исследованные свойства являются многообещающими для использования данной конфигурации в качестве элемента интегральных схем на плазмонах.

## Глава 5

# Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах с боковой экранировкой

### 5.1 Введение

Близкий металлический затвор, полностью экранирующий ДЭС, позволяет управлять концентрацией двумерных электронов и значительно модифицирует спектр двумерных плазмонов, делая его линейным (1.30). Однако такая конфигурация затрудняет доступ к ДЭС, приводя к экранированию падающего на систему электромагнитного излучения. Помимо рассмотренных в предыдущих разделах вариантов с частично экранированной ДЭС, существует альтернативный способ, позволяющий модифицировать свойства плазмонов в ДЭС с помощью близко расположенного металлического электрода, при этом не закрывая ДЭС. Таким способом является нанесение латерального (бокового) металлического затвора на некотором расстоянии от края мезы.

Конфигурация ДЭС с боковой экранировкой металлическим электродом была исследована теоретически [115; 124; 125] и экспериментально [126] в ряде

работ. Авторами данных работ были изучены различные конфигурации: ДЭС с боковыми контактами [115; 124], бесконечная ДЭС, ограниченная затворами [125], и ДЭС конечного размера, экранированная затвором, находящимся на некотором расстоянии от края [126]. Общим результатом для данных конфигураций является уменьшение резонансной частоты двумерного плазмона. Однако систематических экспериментальных исследований, посвященных данной теме, проведено не было.

Настоящая глава посвящена экспериментальному исследованию [127] плазменных возбуждений в ДЭС конечного размера, экранированной боковым металлическим затвором, находящимся на некотором расстоянии от края ДЭС. Рассмотрена зависимость уменьшения резонансной частоты двумерного плазмона относительно неэкранированной системы от геометрических параметров, в частности, от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором. Отдельно исследована область значений размера щели меньше 2 мкм.

Дополнительной мотивацией для исследования конфигурации ограниченной ДЭС с боковой экранировкой являлась потенциальная возможность расщепления объемной и краевой моды в нулевом магнитном поле. Идея снятия вырождения была основана на том, что боковой затвор должен в большей степени экранировать краевую моду, чем объемную. Однако данного эффекта не наблюдалось экспериментально, по всей видимости, в связи с характером локализации краевой моды в ДЭС [128].

## 5.2 Боковая экранировка

Для экспериментального исследования плазменных возбуждений в ДЭС с боковой экранировкой была выбрана следующая конфигурация (рис. 5.1 (b)). Металлический электрод был напылен копланарно на некотором расстоянии от края ДЭС в форме диска. Такой вариант был выбран в качестве наиболее удачного с точки зрения исследования эффекта непосредственно от боковой экранировки. Альтернативные конфигурации — ДЭС с боковыми контактами и протяженная ДЭС, участок которой ограничен затворами — привели бы к дополнительным эффектам, связанным с перетеканием токов из ДЭС в контакты или возбуждением “проксимити” плазмонов соответственно.

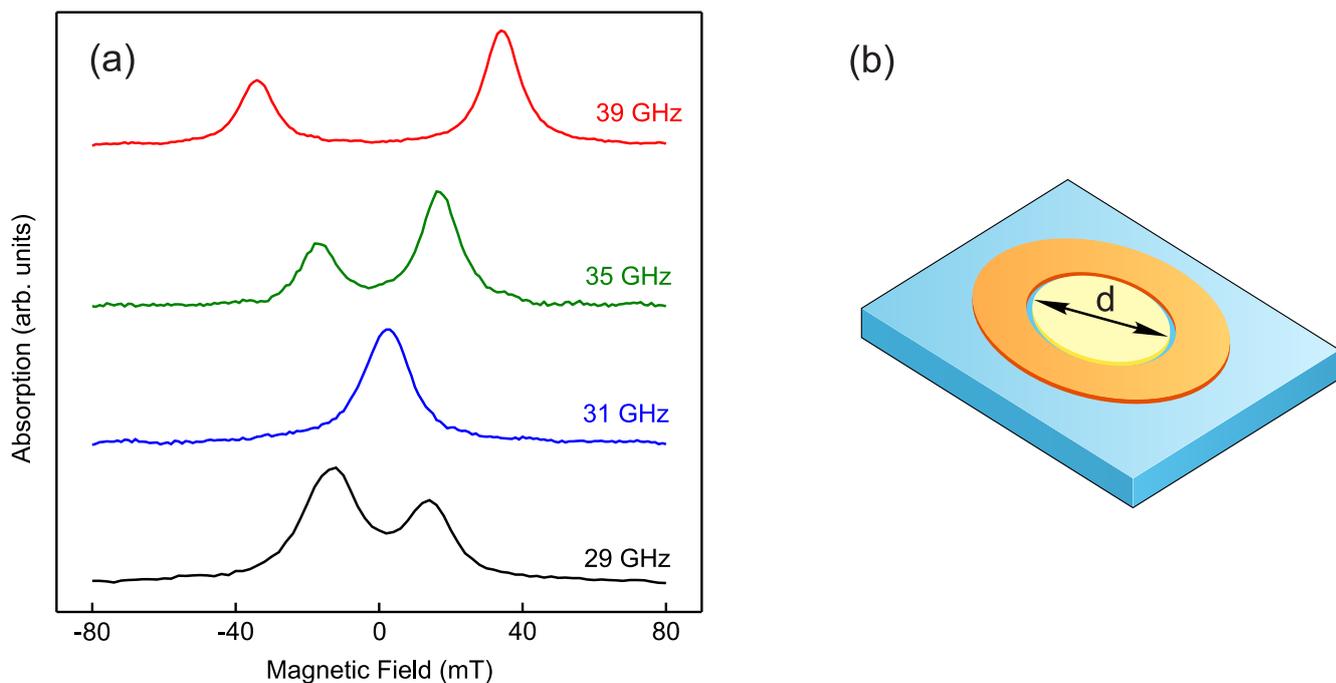


Рисунок 5.1: (а) Кривые микроволнового магнитопоглощения для указанных значений частоты в зависимости от магнитного поля. Диаметр ДЭС  $d = 0.25$  мм, размер щели между краем мезы и боковым затвором  $h = 10$  мкм, концентрация двумерных электронов  $n_s = 1.6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . (б) Схематическое изображение структуры. ДЭС в форме диска диаметром  $d$ , экранированная боковым затвором, находящимся на некотором расстоянии от края мезы. Из работы [127].

На рисунке 5.1 (а) показаны характерные спектры магнитоабсорбции для образца с диаметром ДЭС  $d = 0.25$  мм, размером щели между краем мезы и боковым затвором  $h = 10$  мкм и концентрацией двумерных электронов  $n_s = 1.6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Аналогично случаю неэкранированного диска плазменный резонанс в исследуемой структуре расщепляется на краевую и объемную моды при приложении магнитного поля.

Результатирующие магнитодисперсионные зависимости для образцов с размерами щелей  $h = 0.25$  мкм (черные точки) и 10 мкм (синие ромбы) и для неэкранированного диска (красные квадраты) показаны на рисунке 5.2 (а). Примечательно, что, несмотря на значительное уменьшение резонансной частоты в нулевом магнитном поле при уменьшении размера щели, магнитодисперсионные зависимости хорошо описываются стандартными кривыми (1.25) для неэкранированной ДЭС в форме диска (подгонка зависимостями показана сплошными кривыми).

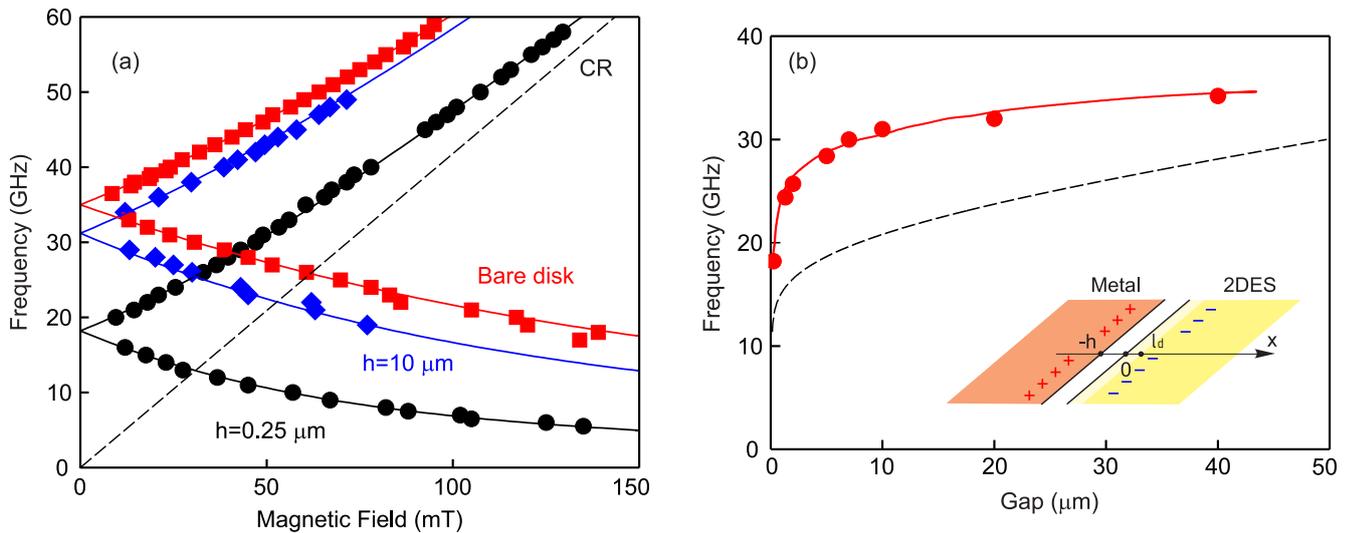


Рисунок 5.2: (a) Магнитодисперсионные зависимости, наблюдаемые в ДЭС диаметром  $d = 0.25$  мм с размерами щели между краем мезы и боковым затвором  $h = 0.25$  мкм (черные точки) и 10 мкм (синие ромбы). Красные квадраты отвечают неэкранированному диску. Сплошные кривые - подгонка зависимостями (1.25). (b) Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели  $h$  для ДЭС диаметром  $d = 0.25$  мм. Сплошные красные точки - экспериментальные данные. Сплошная кривая - результат численного моделирования [127]. Пунктирная кривая - результат теоретической оценки (5.3). На вставке схематически показана используемая физическая модель.  $l_d$  - размер области краевого обеднения ДЭС. На рисунке качественно изображено разделение зарядов, возникающее при экранировке ДЭС латеральным затвором. Из работы [127].

Также отметим, что никакого расщепления объемной и краевой мод в нулевом магнитном поле экспериментально не наблюдалось. Идея снятия вырождения в такой конфигурации была основана на том, что, предположительно, боковой затвор должен оказывать большее влияние именно на краевую моду в ДЭС. Однако в работе [128] было показано, что о локализации краевой моды вблизи границ образца имеет смысл говорить только при достаточно малом значении длины локализации  $l = i\sigma_{xx}/(2\varepsilon_0\varepsilon\omega)$  краевой моды. А именно, когда длина локализации краевой моды становится меньше размеров образца (в данном случае - диаметра). Такое условие начинает выполняться только при достижении магнитным полем некоторого порогового значения. По всей видимости, именно в силу этого обстоятельства расщепления краевой и объемной мод в нулевом магнитном поле, вызванного добавлением бокового затвора, пронаблюдать не удалось.

Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели для образцов с диаметром диска ДЭС  $d = 0.25$  мм и концентрацией двумерных электронов  $n_s = 1.6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> показана на рисунке 5.2 (b) сплошными красными точками. При уменьшении размера щели резонансная частота в нулевом магнитном поле заметно уменьшается.

Чтобы объяснить наблюдаемое поведение плазменных мод в ДЭС с боковой экранировкой, была предложена следующая физическая модель. На основе подхода, рассматривающего исследуемую систему в терминах эквивалентного  $LC$ -контура [27; 46; 116], уменьшение резонансной частоты в нулевом магнитном поле при добавлении бокового затвора можно описать появлением дополнительной электрической емкости, возникающей между ДЭС и боковым затвором. Таким образом, помимо эффективной электрической емкости, описывающей разделение зарядов в ДЭС:

$$C = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q}, \quad (5.1)$$

нужно учесть электрическую емкость, связанную с боковым затвором, экранирующим ДЭС. В качестве физической модели (вставка к рис. 5.2 (b)) рассмотрена прямая граница между краем ДЭС и боковым металлическим затвором. При этом форм-фактор и конечные размеры ДЭС и затвора в направлении, перпендикулярном границе, не учитываются. Для такой конфигурации электрическая емкость описывается выражением:

$$C_{lat} = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{q} \ln \frac{1}{qh}. \quad (5.2)$$

При учете стандартного выражения для кинетической индуктивности двумерных электронов  $L_k = m^*/n_s e^2$  [46; 116] для резонансной частоты плазмона в системе с боковой экранировкой имеем:

$$\omega_{lat}(q) = \frac{1}{\sqrt{L_k(C + C_{lat})}} = \sqrt{\frac{ne^2q}{2m^*\varepsilon_0\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 + \ln \frac{1}{qh}}}. \quad (5.3)$$

Обратим внимание, что данную формулу можно привести к виду резонансной частоты неэкранированного плазмона (1.20), умноженной на коэффициент, зависящий только от параметра  $qh$ . Таким образом, основываясь на данном теоретическом рассмотрении, можно ожидать универсальную зависимость, описывающую уменьшение резонансной частоты латерально экранированного плазмона в нулевом магнитном поле от размера щели:

$$\frac{\omega_{lat}}{\omega_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \ln \frac{1}{qh}}}, \quad (5.4)$$

где частота нормирована на аналогичное значение для неэкранированного плазмона, а размер щели между краем мезы и бокового затвора  $h$  нормирован на диаметр диска ДЭС  $d$ . То есть одновременное масштабирование размера образца и размера щели сохраняет коэффициент уменьшения частоты латерально экранированного плазмона относительно неэкранированного случая.

На рисунке 5.3 экспериментальная зависимость резонансной частоты латерально экранированного плазмона от размера щели в нормированных в соответствии с формулой (5.4) координатах для двух серий образцов с диаметрами  $d = 0.5$  и  $0.25$  мм показана красными квадратами и черными точками соответственно. Экспериментальные данные действительно демонстрируют наличие некоторой универсальной кривой, получаемой при одновременном масштабировании размеров диска и щели. Конкретный вид зависимости (5.3) также качественно отражает поведение резонансной частоты латерально экранированного плазмона (пунктирная кривая на рис. 5.2 (b)). Однако для более точного количественного согласования предложенной физической модели с полученными экспериментальными данными необходимо учитывать геометрический фактор системы.

В случае полностью экранированной ДЭС дополнительная электрическая емкость между верхним затвором и двумерной системой зависит от площади ДЭС  $C_{top} \sim d^2$  (здесь для простоты рассмотрим ДЭС в форме диска диаметром  $d$ ). Даже при не слишком маленьком расстоянии от затвора до ДЭС  $C_{top}$  оказывается достаточно большой, чтобы существенно понизить резонансную частоту в такой системе и значительно модифицировать спектр плазмона, сде-

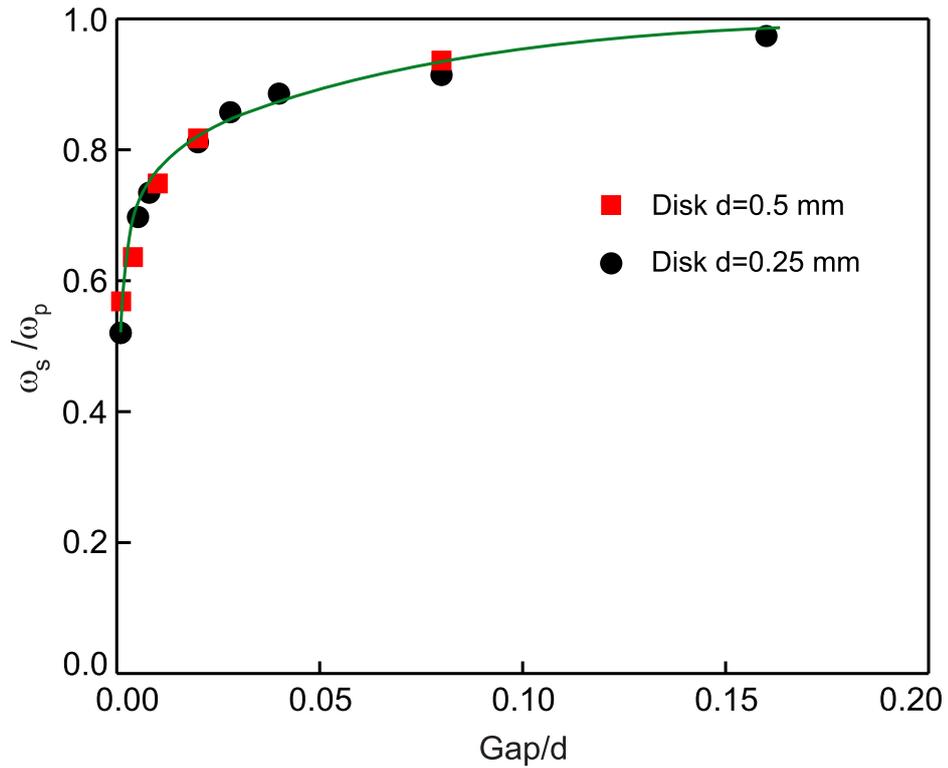


Рисунок 5.3: Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле, нормированной на частоту двумерного плазмона в неэкранированном диске [58], от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр ДЭС. Черные точки и красные квадраты отвечают экспериментальным данным, полученным для ДЭС диаметром  $d = 0.25$  мм и  $0.5$  мм соответственно. Сплошная кривая - результат численного моделирования. Из работы [127].

лав его линейным (1.30). Использование латерально экранированной системы в качестве альтернативы, позволяющей не перекрывать доступ к ДЭС, означает перемещение затвора в плоскость ДЭС сбоку от мезы и закономерно уменьшает электрическую емкость (5.2), связанную с наличием бокового затвора. Так же как и для неэкранированного случая  $C \sim d$ , емкость между ДЭС и боковым затвором оказывается пропорциональной линейному размеру ДЭС (периметру края) с логарифмической коррекцией  $C_{lat} \sim d \cdot \ln(\alpha d/h)$ , где  $\alpha$  - численный коэффициент порядка единицы. Таким образом, даже при размере щели  $h$ , меньшем на три порядка, чем размер ДЭС  $d$ , коррекция относительно стандартной корневой зависимости неэкранированного двумерного плазмона оказывается относительно небольшой. Для геометрических размеров, реализованных в представленных экспериментах, резонансная частота уменьшалась вплоть до двух раз относительно неэкранированного случая.

Таким образом, была экспериментально исследована ДЭС с экранировкой боковым затвором, а также предложена физическая модель, качественно описывающая уменьшение резонансной частоты при приближении бокового затвора к краю ДЭС. На основании предложенной модели было предсказано и экспериментально подтверждено наличие универсальной кривой в координатах частоты, нормированной на неэкранированное значение, и размера щели, нормированного на размер ДЭС. Помимо наличия данной универсальной кривой, при размерах щели меньше 2 мкм наблюдался еще один любопытный эффект, рассмотрению которого посвящен следующий раздел.

### 5.3 Влияние слоя краевого обеднения двумерной электронной системы

Особый интерес представляет область малых значений размера щели  $h$ , когда боковой затвор приближается произвольно близко к краю ДЭС. Согласно формуле (5.4) резонансная частота латерально экранированного плазмона при этом устремляется к нулю в соответствии с ростом электрической емкости (5.2). Однако экспериментальные данные демонстрируют другое поведение.

Средствами электронной литографии был изготовлен набор образцов с фиксированным диаметром ДЭС  $d = 250$  мкм и размерами щелей от  $h = 0.2$  мкм до  $h = 2$  мкм. При таких размерах щели между краем ДЭС и боковым металлическим затвором особое внимание при травлении мезы уделялось тому, чтобы затвор и ДЭС лежали в одной плоскости. Качество полученных структур проиллюстрировано на рисунке 5.4 (b), где показано изображение щели между затвором и ДЭС  $h = 0.78$  мкм, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Зависимость резонансной частоты латерально экранированного плазмона в нулевом магнитном поле от размера щели показана на рисунке 5.4 (a). При относительно больших размерах щели  $h \gtrsim 1$  мкм экспериментальные точки ложатся на зависимость, соответствующую универсальной кривой в нормированных координатах (рис. 5.3). Однако при меньших размерах щели, показанных

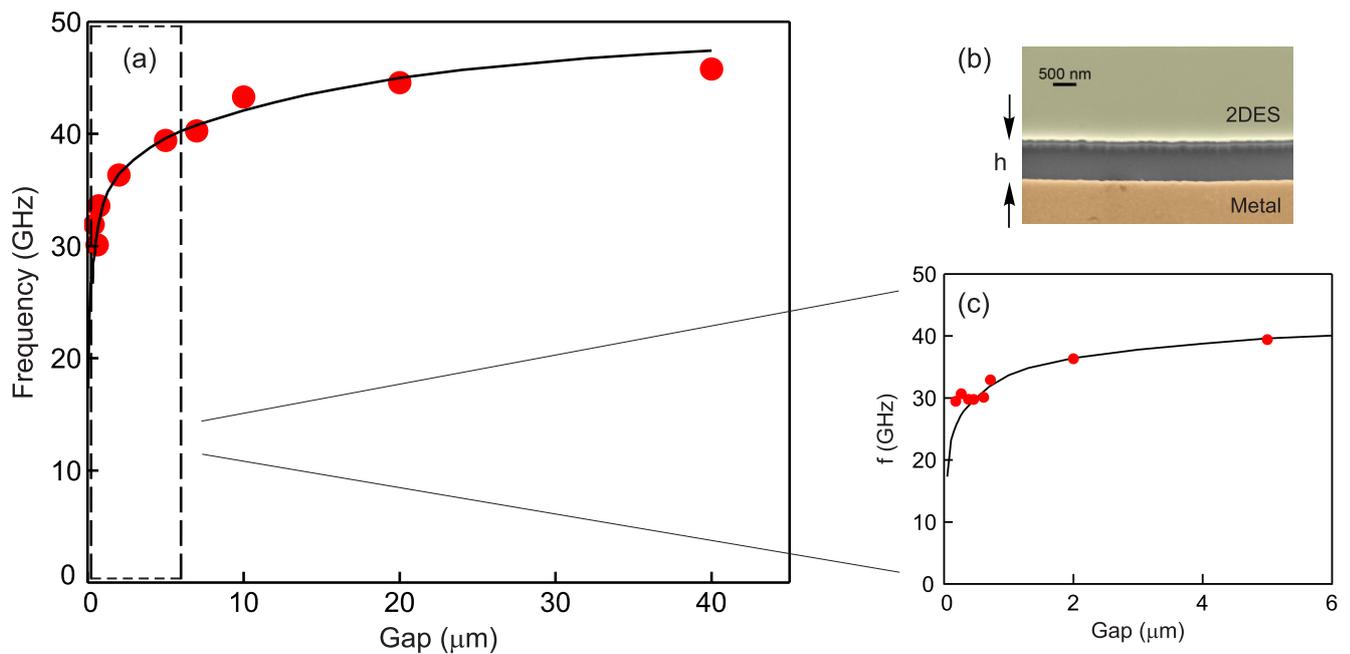


Рисунок 5.4: (а) Зависимость резонансной частоты в нулевом магнитном поле от размера щели между краем ДЭС и боковым затвором  $h$  для ДЭС диаметром  $d = 0.25$  мм с концентрацией двумерных электронов  $n_s = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Сплошные красные точки - экспериментальные данные, черная кривая - результат численного моделирования. (б) Изображение края образца, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа для образца с размером щели  $h = 0.78$  мкм. (с) Увеличенная область графика, показывающая поведение резонансной частоты для щелей размером меньше 6 мкм. Из работы [127].

в другом масштабе на рисунке 5.4 (с), экспериментально наблюдаемая зависимость выходит на некоторое постоянное значение.

Для объяснения наблюдаемой особенности обратим внимание на то, что в реальной ДЭС зависимость концентрации двумерных электронов от координаты вблизи края ДЭС имеет некоторый плавный вид, а не резкую “ступеньку” от “объемной” концентрации  $n_s$  до нуля. Таким образом, помимо учета размера щели между краем ДЭС и боковым затвором, необходимо делать поправку на размер области краевого обеднения ДЭС  $l_d$  (вставка к рис. 5.2 (б)).

Можно оценить характерный масштаб области краевого обеднения ДЭС  $l_d$  из экспериментальных данных, заменив размер щели  $h$  на  $h + l_d$ . То есть, сдвигая график универсальной кривой вдоль оси абсцисс, выполнить подгонку экспериментальных точек по параметру  $l_d$  в области размеров щелей  $h < 2$  мкм. Полученное таким образом значение размера области краевого обеднения ДЭС

составило  $l_d \approx 0.5$  мкм, что соответствует результатам экспериментальных исследований [129; 130].

Рассмотренный в настоящем разделе подход позволяет использовать конфигурацию ДЭС с боковой экранировкой для исследования края ДЭС, в частности, для определения характерного размера области краевого обеднения ДЭС. Использование более подробной модели потенциально даст возможность осуществлять спектроскопию края ДЭС, определяя, например, профиль краевого обеднения.

## 5.4 Выводы

Интерес к исследованию ДЭС, экранированной боковым металлическим электродом, вызван тем, что данный способ позволяет перестраивать свойства плазменных возбуждений в ДЭС, не перекрывая к ней доступа для возбуждающего электромагнитного возбуждения. ДЭС с боковой экранировкой, таким образом, выступает в качестве альтернативы системе с близким металлическим затвором, помещенным непосредственно над ДЭС.

В настоящей главе были рассмотрены новые экспериментальные результаты [127], полученные при исследовании ДЭС в форме диска с боковым металлическим электродом, находящимся в плоскости ДЭС на некотором расстоянии от края мезы. Также была представлена физическая модель, описывающая уменьшение резонансной частоты латерально экранированного плазмона дополнительной электрической емкостью, возникающей между ДЭС и боковым затвором. Было экспериментально обнаружено, что магнитодисперсионные зависимости описываются стандартными кривыми для ДЭС в форме диска, однако резонансная частота в нулевом магнитном поле уменьшается при уменьшении размера щели между краем ДЭС и боковым затвором. Представленная физическая модель позволила предсказать и впоследствии экспериментально пронаблюдать наличие универсальной кривой, описывающей поведение резонансной частоты плазмона в зависимости от размера щели между краем ДЭС и затвором. Как оказалось, одновременное масштабирование размера образца и размера щели сохраняет коэффициент уменьшения частоты латерально экранированного плазмона относительно неэкранированного случая. Отсутствие хоро-

шего количественного согласования результатов эксперимента с теоретическим рассмотрением связано с необходимостью учета форм-фактора системы.

Одной из первоначальных мотиваций для исследования конфигурации ограниченной ДЭС с боковой экранировкой также являлась потенциальная возможность снятия вырождения между объемной и краевой плазменными модами в нулевом магнитном поле, основанная на том, что боковой затвор должен оказывать большее влияние на краевую моду в ДЭС. Данного эффекта не наблюдалось экспериментально ни для одного из исследованных образцов. Вероятно, ожидаемый эффект не наблюдался в силу характера локализации краевой магнитоплазменной моды, а именно наличия локализации у края образца только при превышении магнитным полем некоторого порогового значения [128].

Использование латерально экранированной ДЭС в качестве альтернативы полностью экранированной ДЭС позволяет не перекрывать доступ к системе электромагнитному излучению и закономерно приводит к существенному уменьшению дополнительной электрической емкости между затвором и ДЭС. Если в случае с затвором, находящимся непосредственно над ДЭС, данная электрическая емкость оказывается пропорциональна площади, покрытой затвором, что приводит к существенному уменьшению частоты и изменению спектра плазмонов, то для боковой экранировки дополнительная электрическая емкость оказывается пропорциональной периметру края ДЭС и вносит не столь существенный вклад. Однако несмотря на уменьшение эффекта экранировки при переносе затвора в плоскость ДЭС сбоку от нее, наблюдается еще один крайне интересный и многообещающий эффект - чувствительность латерально экранированного плазмона к краю ДЭС.

В ходе проведения экспериментов было обнаружено, что при размерах щели между краем ДЭС и боковым затвором меньше 2 мкм зависимость резонансной частоты плазмона в нулевом магнитном поле от размера щели отклоняется от универсальной кривой и выходит в насыщение. Данный эффект был связан с наличием области краевого обеднения реальной ДЭС. Таким образом, был обнаружен новый метод исследования эффектов краевого обеднения в ДЭС. Из экспериментальных данных получилось оценить размер области краевого обеднения ДЭС, который составил 0.5 мкм. Обнаруженный эффект открыва-

ет возможности для использования плазменных возбуждений в ДЭС с боковой экранировкой в качестве средства спектроскопии края ДЭС.

# Заключение

Важность и актуальность настоящей работы обусловлены широкой распространенностью конфигурации ДЭС с металлическими электродами, частично покрывающими ее, как в прикладной, так и в научной областях. Понимание того, как устроены плазменные моды в данных системах, важно для оптимизации практических применений и правильной интерпретации экспериментальных результатов. В настоящей работе было проведено исследование плазменных возбуждений в ДЭС с частичной экранировкой и в ДЭС с боковой экранировкой.

Резюмируя, в рамках диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Обнаружено и экспериментально исследовано новое семейство “проксимити” плазменных мод в протяженной ДЭС, частично экранированной металлическим затвором в форме узкой полоски. В частности, исследована серия мод, соответствующая плазменным возбуждениям с квантованием волнового вектора вдоль затвора. Исследована зависимость резонансной частоты фундаментального продольного “проксимити” плазмона от концентрации двумерных электронов и геометрических параметров затвора. Несмотря на одномерный характер и наличие близкого затвора, подразумевающие линейный дисперсионный закон, обнаруженное продольное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало и корневой дисперсионный закон, и корневую зависимость от расстояния между ДЭС и затвором. Тем самым показано принципиальное отличие случая частичной экранировки ДЭС от хорошо изученных случаев неэкранированной и полностью экранированной ДЭС.

2. Измерен спектр “проксимити” плазменных возбуждений в конфигурации ДЭС в форме диска с периметрическим контактом и центральным металлическим затвором в форме диска меньшего размера. Для данной геометрии фундаментальное “проксимити” плазменное возбуждение продемонстрировало линейный дисперсионный закон, отличающийся от полностью экранированного случая численным множителем.
3. Обнаружена новая релятивистская плазменная мода в системах с частичной экранировкой ДЭС. Показано, что данная мода возбуждается только при наличии электрического соединения между металлическим затвором и ДЭС через боковой периметрический контакт. Обнаружено, что релятивистская плазменная мода наблюдается на неожиданно низких частотах и демонстрирует нетривиальное магнитополевое поведение. Разработана физическая модель, рассматривающая обнаруженную моду в терминах электрической емкости между ДЭС и затвором и кинетической индуктивности двумерных электронов, количественно описывающая резонансную частоту релятивистского плазмона в нулевом магнитном поле. Установлено, что принципиальным отличием наблюдаемой релятивистской моды является перетекание заряда между ДЭС и затвором через электрическое соединение, в результате которого ДЭС периодически теряет свою квазинейтральность.
4. Установлена зависимость свойств релятивистского плазменного возбуждения от геометрических параметров системы и внешней электрической цепи, подключенной между металлическим затвором и периметрическим контактом ДЭС. Обнаружено, что релятивистский плазмон испытывает гибридизацию с фотонной модой внешней электрической цепи. Получены зависимости резонансной частоты и магнитополевого поведения от индуктивности внешней электрической цепи. Продемонстрирована возможность уменьшения резонансной частоты релятивистского плазмона почти на порядок путем увеличения индуктивности внешней электрической цепи без каких-либо изменений ДЭС. Обнаружено, что в режиме сильного взаимодействия с фотонной модой данный плазменный резонанс наблюдается на

частотах  $\omega < 1/\tau$ , при которых обычные плазменные моды имеют чисто релаксационный характер.

5. Обнаружен эффект уменьшения резонансной частоты плазмона в ДЭС в форме диска с боковым копланарным металлическим затвором, находящимся на некотором удалении от края ДЭС, относительно неэкранированного случая. Установлено, что резонансная частота плазмона уменьшается при уменьшении размера щели между ДЭС и боковым затвором. Показано, что экспериментальные точки, соответствующие резонансной частоте в нулевом магнитном поле, для образцов с разным диаметром и разной концентрацией двумерных электронов ложатся на универсальную кривую в координатах частоты, нормированной на частоту неэкранированного плазмона в диске, и размера щели между ДЭС и боковым затвором, нормированного на диаметр диска. Обнаружено, что при размерах щели меньше 2 мкм наблюдается заметное отклонение экспериментальных данных от универсальной кривой. Наблюдаемый эффект был связан с наличием области краевого обеднения ДЭС, что приводило к насыщению зависимости резонансной частоты от размера щели в области от 0 до 2 мкм. Данный эффект также позволил провести простую спектроскопию края ДЭС, определив из экспериментальных данных характерный размер области краевого обеднения ДЭС 0.5 мкм.

# Благодарности

Выражаю глубокую благодарность своему научному руководителю Вячеславу Михайловичу Муравьеву за возможность заниматься огромным количеством интересных фундаментальных и прикладных задач, постоянную поддержку на всех этапах работы и неизменные оптимизм и увлеченность физикой. Горячо благодарю Павла Гусихина и Ивана Андреева за обучение экспериментальной работе непосредственно на криостате и плодотворное сотрудничество. Искренне признателен всему коллективу Лаборатории неравновесных электронных процессов (ЛНЭП) за постоянную помощь во всех возникающих вопросах, доброжелательную атмосферу и интересные беседы. Выражаю благодарность руководителю лаборатории Игорю Владимировичу Кукушкину за создание атмосферы созидания и неизменную поддержку многочисленных сотрудников лаборатории.

Благодарю руководство Института физики твердого тела за высокий уровень материального, организационного и информационного обеспечения на протяжении всего времени моей работы в институте и учебы на кафедре физики твердого тела.

Я глубоко благодарен учителям 38-й школы г. Воронежа Янову Георгию Вячеславовичу и Барсуковой Алле Ивановне за абсолютно безвозмездные титанические усилия, направленные на развитие учащихся, их подготовку к олимпиадам по физике и астрономии и всестороннее воспитание подрастающего поколения. Считаю, что мой научный путь начался и стал возможен благодаря им. Отдельно отмечу, что силами преподавателей школы практически каждый год готовятся абитуриенты, поступающие в Московский физико-технический институт.

Выражаю признательность научно-педагогическому коллективу Московского физико-технического института (МФТИ) за формирование серьезного базиса в области точных наук, позволившего мне начать работу в ЛНЭП. Благодарю своих друзей — Николая, Сергея, Алексея, Анастасию и Вячеслава — за совместно пройденный путь в лучшем физико-техническом вузе страны. Я особо признателен единственному оставшемуся в строю одногруппнику Сергею Терёшко за совместно проводимое время и за диалоги.

Спасибо Алине и ее котам, любезно предоставленным мне в аренду весной 2023-го года, за отлично проведенное время и атмосферу безудержного веселья.

Благодарю своих родителей Ольгу и Михаила, вложивших огромные силы в мое воспитание и развитие, за неизменные поддержку и помощь. С гордостью присоединяюсь к до недавнего времени единственному кандидату наук в семье - бабушке Алле, примеру интеллигентного, терпеливого, доброго и трудолюбивого человека старой закалки. Выражаю огромную благодарность моей сестре Елизавете за поддержку, тщательную проверку грамматики настоящей работы, а также составление мне компании при поступлении в МФТИ и переезде в Москву.

# Литература

1. *Penning, F. M.* Abnormale electronensnelheden en trillingen van zeer hooge frequentie in ontladingsbuizen / F. M. Penning // *Physica*. — 1926. — Т. 6. — С. 241.
2. *Thomson, J.* The electrodeless discharge through gases / J. Thomson // *Proceedings of the Physical Society*. — 1927. — Т. 40, № 1. — С. 79. — URL: <https://doi.org/10.1088/0959-5309/40/1/314>.
3. *Langmuir, I.* Oscillations in ionized gases / I. Langmuir // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 1928. — Т. 14, № 8. — С. 627—637. — URL: <https://doi.org/10.1073/pnas.14.8.627>.
4. *Tonks, L.* Oscillations in Ionized Gases / L. Tonks, I. Langmuir // *Phys. Rev.* — 1929. — Т. 33, вып. 2. — С. 195—210. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.33.195>.
5. *Ашкрофт, Н.* Физика твердого тела: в 2 т / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. — М.: Мир, 1979.
6. *Plasmonics: fundamentals and applications. Т. 1* / S. A. Maier [и др.]. — Springer, 2007. — URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/0-387-37825-1>.
7. *Климов, В. В.* Наноплазмоника / В. В. Климов. — Физматлит, 2009. — URL: <https://elibrary.ru/item.asp?id=21326238>.
8. *Wood, R. W.* Remarkable optical properties of the alkali metals / R. W. Wood // *Phys. Rev.* — 1933. — Т. 44, № 5. — С. 353. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.44.353>.

9. *Zener, C.* Remarkable optical properties of the alkali metals / C. Zener // Nature. — 1933. — Т. 132, № 3347. — С. 968. — URL: <https://doi.org/10.1038/132968a0>.
10. *Kronig, R. d. L.* Remarkable optical properties of the alkali metals / R. d. L. Kronig // Nature. — 1934. — Т. 133, № 3354. — С. 211—212. — URL: <https://doi.org/10.1038/133211b0>.
11. *Landau, L. D.* Kinetic equation for the Coulomb effect / L. D. Landau // Phys. Z. Sowjetunion. — 1936. — Т. 10. — С. 154.
12. *Landau, L. D.* On the Vibrations of the Electronic Plasma / L. D. Landau // Journal of Physics USSR. — 1946. — Т. 10, вып. 1. — С. 25—34. — URL: <http://homepage.physics.uiowa.edu/~ghowes/teach/phys225/readings/Landau46.pdf>.
13. *Ландау, Л. Д.* О колебаниях электронной плазмы / Л. Д. Ландау // Успехи физических наук. — 1967. — Т. 93, № 3. — С. 527—540. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0093.196711m.0527>.
14. *Власов, А. А.* О вибрационных свойствах электронного газа / А. А. Власов // ЖЭТФ. — 1938. — Т. 8, № 3. — С. 291.
15. *Власов, А. А.* Теория вибрационных свойств электронного газа и её приложения. Т. 2 / А. А. Власов. — Уч. зап. МГУ, 1945.
16. *Vlasov, A. A.* The vibrational properties of an electron gas / A. A. Vlasov // Soviet Physics Uspekhi. — 1968. — Т. 10, № 6. — С. 721. — URL: <https://doi.org/10.1070/PU1968v010n06ABEH003709>.
17. *Bohm, D.* Theory of Plasma Oscillations. A. Origin of Medium-Like Behavior / D. Bohm, E. P. Gross // Phys. Rev. — 1949. — Т. 75, вып. 12. — С. 1851—1864. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1851>.
18. *Bohm, D.* A collective description of electron interactions. I. Magnetic interactions / D. Bohm, D. Pines // Phys. Rev. — 1951. — Т. 82, № 5. — С. 625. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.82.625>.

19. *Pines, D.* A collective description of electron interactions: II. Collective vs individual particle aspects of the interactions / D. Pines, D. Bohm // Phys. Rev. — 1952. — T. 85, № 2. — C. 338. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.85.338>.
20. *Bohm, D.* A collective description of electron interactions: III. Coulomb interactions in a degenerate electron gas / D. Bohm, D. Pines // Phys. Rev. — 1953. — T. 92, № 3. — C. 609. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.609>.
21. *Derfler, H.* Landau waves: An experimental fact / H. Derfler, T. C. Simonen // Phys. Rev. Lett. — 1966. — T. 17, № 4. — C. 172. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.17.172>.
22. Correlation energy of an electron gas at high density: plasma oscillations / K. Sawada, K. Brueckner, N. Fukuda, R. Brout // Phys. Rev. — 1957. — T. 108, № 3. — C. 507. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.507>.
23. *Pines, D.* The Theory of Quantum Liquids, Vol. 1: Normal Fermi Liquids / D. Pines, P. Nozières, H. H. Chang. — American Institute of Physics, 1967. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3034512>.
24. *Volkov, V. A.* Electrodynamics of two-dimensional electron systems in high magnetic fields / V. A. Volkov, S. A. Mikhailov // Modern Problems in Condensed Matter Sciences. T. 27. — Elsevier, 1991. — C. 855—907. — URL: <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-88873-0.50011-X>.
25. *Giuliani, G.* Quantum theory of the electron liquid / G. Giuliani, G. Vignale. — Cambridge university press, 2008. — URL: <https://www.cambridge.org/ru/universitypress/subjects/physics/condensed-matter-physics-nanoscience-and-mesoscopic-physics/quantum-theory-electron-liquid?format=PB&isbn=9780521527965>.
26. *Sommerfeld, A.* Ueber die Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen längs eines Drahtes / A. Sommerfeld // Annalen der Physik. — 1899. — T. 303, № 2. — C. 233—290. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.18993030202>.

27. Circuit analysis in metal-optics / M. Staffaroni, J. Conway, S. Vedantam [и др.] // Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications. — 2012. — Т. 10, № 1. — С. 166—176. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.photonics.2011.12.002>.
28. *Wood, R. W.* On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum / R. W. Wood // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1902. — Т. 4, № 21. — С. 396—402. — URL: <https://doi.org/10.1088/1478-7814/18/1/325>.
29. *Strong, J.* Effect of evaporated films on energy distribution in grating spectra / J. Strong // Phys. Rev. — 1936. — Т. 49, № 4. — С. 291. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.49.291>.
30. *C. Harvey Palmer, J.* Parallel diffraction grating anomalies / J. C. Harvey Palmer // J. Opt. Soc. Am. — 1952. — Т. 42, № 4. — С. 269—276. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSA.42.000269>.
31. *C. Harvey Palmer, J.* Diffraction grating anomalies. II. Coarse gratings / J. C. Harvey Palmer // J. Opt. Soc. Am. — 1956. — Т. 46, № 1. — С. 50—53. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSA.46.000050>.
32. *Stewart, J. E.* Diffraction anomalies in grating spectrophotometers / J. E. Stewart, W. S. Gallaway // Appl. Opt. — 1962. — Т. 1, № 4. — С. 421—430. — URL: <https://doi.org/10.1364/AO.1.000421>.
33. *Lord Rayleigh, O. P.* Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood / O. P. Lord Rayleigh // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1907. — Т. 14, № 79. — С. 60—65. — URL: <https://doi.org/10.1080/14786440709463661>.
34. *Fano, U.* The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) / U. Fano // J. Opt. Soc. Am. — 1941. — Т. 31, № 3. — С. 213—222. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSA.31.000213>.

35. *Hessel, A.* A new theory of Wood's anomalies on optical gratings / A. Hessel, A. A. Oliner // Appl. Opt. — 1965. — T. 4, № 10. — C. 1275—1297. — URL: <https://doi.org/10.1364/AO.4.001275>.
36. *Maystre, D.* General study of grating anomalies from electromagnetic surface modes / D. Maystre // Electromagnetic surface modes. — 1982. — C. 661—724.
37. *Powell, C. J.* Origin of the characteristic electron energy losses in aluminum / C. J. Powell, J. B. Swan // Phys. Rev. — 1959. — T. 115, № 4. — C. 869. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.869>.
38. *Ruthemann, G.* Diskrete energieverluste mittelschneller elektronen beim durchgang durch dünne folien / G. Ruthemann // Annalen der Physik. — 1948. — T. 437, № 3/4. — C. 113—134. — URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19484370302>.
39. *Lang, W.* Geschwindigkeitsverluste Mittelschneller Elektronen Beim Durchgang Durch Dunne Metallfolien / W. Lang // Optik. — 1948. — T. 3, № 3. — C. 233—246.
40. *Ferrell, R. A.* Angular dependence of the characteristic energy loss of electrons passing through metal foils / R. A. Ferrell // Phys. Rev. — 1956. — T. 101, № 2. — C. 554. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.101.554>.
41. *Ritchie, R. H.* Plasma losses by fast electrons in thin films / R. H. Ritchie // Phys. Rev. — 1957. — T. 106, № 5. — C. 874. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.874>.
42. *Ferrell, R. A.* Plasma resonance in the electrodynamics of metal films / R. A. Ferrell, E. A. Stern // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 1962. — T. 2, № 4. — C. 679—682. — URL: [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(62\)90053-5](https://doi.org/10.1016/0022-4073(62)90053-5).
43. *Economou, E. N.* Surface plasmons in thin films / E. N. Economou // Phys. Rev. — 1969. — T. 182, № 2. — C. 539. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.539>.

44. *Klitzing, K. v.* New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance / K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper // *Phys. Rev. Lett.* — 1980. — Т. 45, № 6. — С. 494. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.494>.
45. *Tsui, D. C.* Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit / D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard // *Phys. Rev. Lett.* — 1982. — Т. 48, № 22. — С. 1559. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.48.1559>.
46. Plasmonics with two-dimensional conductors / H. Yoon, K. Y. M. Yeung, P. Kim, D. Ham // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* — 2014. — Т. 372, № 2012. — С. 20130104. — URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.2013.0104>.
47. *Stern, F.* Polarizability of a two-dimensional electron gas / F. Stern // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Т. 18, № 14. — С. 546. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.18.546>.
48. *Grimes, C. C.* Observation of two-dimensional plasmons and electron-ripplon scattering in a sheet of electrons on liquid helium / C. C. Grimes, G. Adams // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — Т. 36, № 3. — С. 145. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.36.145>.
49. *Allen Jr., S. J.* Observation of the two-dimensional plasmon in silicon inversion layers / S. J. Allen Jr., D. C. Tsui, R. A. Logan // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Т. 38, № 17. — С. 980. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980>.
50. *Landau, L. D.* Diamagnetismus der metalle / L. D. Landau // *Zeitschrift für Physik.* — 1930. — Т. 64. — С. 629—637. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF01397213>.
51. *Чаплик, А. В.* Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях низкой плотности / А. В. Чаплик // *ЖЭТФ.* — 1972. — Т. 62, № 2. — С. 746—753.

52. *Chiu, K. W.* Plasma oscillations of a two-dimensional electron gas in a strong magnetic field / K. W. Chiu, J. J. Quinn // Phys. Rev. B. — 1974. — T. 9, № 11. — C. 4724. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.9.4724>.
53. *Meissner, G.* Magnetic field dependence of vibrational excitations in a two-dimensional triangular Wigner crystal / G. Meissner // Zeitschrift für Physik B Condensed Matter. — 1976. — T. 23, № 2. — C. 173–176. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF01352712>.
54. *Theis, T. N.* Two-dimensional magnetoplasmon in the silicon inversion layer / T. N. Theis, J. P. Kotthaus, P. J. Stiles // Solid State Communications. — 1977. — T. 24, № 4. — C. 273–277. — URL: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(77\)90205-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(77)90205-8).
55. *Allen Jr., S. J.* Dimensional resonance of the two-dimensional electron gas in selectively doped GaAs/AlGaAs heterostructures / S. J. Allen Jr., H. L. Störmer, J. C. M. Hwang // Phys. Rev. B. — 1983. — T. 28, № 8. — C. 4875. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.4875>.
56. *Mast, D. B.* Observation of bulk and edge magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid / D. B. Mast, A. J. Dahm, A. L. Fetter // Phys. Rev. Lett. — 1985. — T. 54, № 15. — C. 1706. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1706>.
57. Dynamical Hall effect in a two-dimensional classical plasma / D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1985. — T. 54, № 15. — C. 1710. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.1710>.
58. *Fetter, A. L.* Magnetoplasmons in a two-dimensional electron fluid: Disk geometry / A. L. Fetter // Phys. Rev. B. — 1986. — T. 33, № 8. — C. 5221. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.33.5221>.
59. *Zagorodnev, I. V.* Effect of retardation on the frequency and linewidth of plasma resonances in a two-dimensional disk of electron gas / I. V. Zagorodnev, D. A. Rodionov, A. A. Zabolotnykh // Phys. Rev. B. — 2021. — T. 103, № 19. — C. 195431. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.195431>.

60. *Nazin, S. S.* Magnetoplasmons in two-dimensional electron systems with elliptic profile / S. S. Nazin, V. B. Shikin // Soviet Journal of Low Temperature Physics. — 1989. — Т. 15, № 3. — С. 127–131. — URL: <https://doi.org/10.1063/10.0032128>.
61. *Aleiner, I. L.* Acoustic excitations of a confined two-dimensional electron liquid in a magnetic field / I. L. Aleiner, D. Yue, L. I. Glazman // Phys. Rev. B. — 1995. — Т. 51, № 19. — С. 13467. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.13467>.
62. *Keldysh, L. V.* Coulomb interaction in thin semiconductor and semimetal films / L. V. Keldysh // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1979. — Т. 29, № 11. — С. 716–719. — URL: [https://doi.org/10.1142/9789811279461\\_0024](https://doi.org/10.1142/9789811279461_0024).
63. *Volkov, V. A.* Edge magnetoplasmons: low frequency weakly damped excitations in inhomogeneous two-dimensional electron systems / V. A. Volkov, S. A. Mikhailov // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1988. — Т. 94. — С. 217–241. — URL: [http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e\\_067\\_08\\_1639.pdf](http://jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_067_08_1639.pdf).
64. Spectra of magnetoplasma excitations in back-gate Hall bar structures / V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2007. — Т. 75, № 19. — С. 193307. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.193307>.
65. Исследование краевых магнитоплазменных возбуждений в двумерной электронной системе с сильным экранированием / С. И. Губарев, В. М. Муравьев, И. В. Андреев [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 102, № 7. — С. 517–520. — URL: [http://jetpletters.ru/ps/2091/article\\_31451.pdf](http://jetpletters.ru/ps/2091/article_31451.pdf).
66. *Keilmann, F.* Near-field microscopy by elastic light scattering from a tip / F. Keilmann, R. Hillenbrand // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. — 2004. — Т. 362, № 1817. — С. 787–805. — URL: <https://doi.org/10.1098/rsta.2003.1347>.

67. Spectroscopic THz near-field microscope / H.-G. Von Ribbeck, M. Brehm, D. W. Van der Weide [и др.] // *Optics Express*. — 2008. — Т. 16, № 5. — С. 3430—3438. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.16.003430>.
68. Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons / J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González [и др.] // *Nature*. — 2012. — Т. 487, № 7405. — С. 77—81. — URL: <https://doi.org/10.1038/nature11254>.
69. Real-space mapping of tailored sheet and edge plasmons in graphene nanoresonators / A. Y. Nikitin, P. Alonso-González, S. Vélez [и др.] // *Nature Photonics*. — 2016. — Т. 10, № 4. — С. 239—243. — URL: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.44>.
70. Collective response in the microwave photoconductivity of Hall bar structures / E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 1993. — Т. 48, № 23. — С. 17145. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.17145>.
71. Observation of retardation effects in the spectrum of two-dimensional plasmons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Т. 90, № 15. — С. 156801. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.156801>.
72. Spectrum of one-dimensional plasmons in a single stripe of two-dimensional electrons / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. A. Kovalskii [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Т. 72, № 16. — С. 161317. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.161317>.
73. Collective excitations in two-dimensional electron stripes: Transport and optical detection of resonant microwave absorption / I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Т. 73, № 11. — С. 113310. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.113310>.
74. *Theis, T. N.* Plasmons in inversion layers / T. N. Theis // *Surface Science*. — 1980. — Т. 98, № 1—3. — С. 515—532. — URL: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(80\)90533-6](https://doi.org/10.1016/0039-6028(80)90533-6).

75. *Zheng, L.* Theory of two-dimensional grating couplers / L. Zheng, W. L. Schaich, A. H. MacDonald // *Phy. Rev. B.* — 1990. — Т. 41, № 12. — С. 8493. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8493>.
76. *Theis, T. N.* Wavevector dependence of the two-dimensional plasmon dispersion relationship in the (100) silicon inversion layer / T. N. Theis, J. P. Kotthaus, P. J. Stiles // *Solid State Communications.* — 1978. — Т. 26, № 9. — С. 603—606. — URL: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(78\)90773-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(78)90773-1).
77. *Bloch, F.* Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern / F. Bloch // *Zeitschrift für physik.* — 1929. — Т. 52, № 7. — С. 555—600. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF01339455>.
78. *Киттель, Ч.* Введение в физику твёрдого тела / Ч. Киттель. — Москва: Наука, 1978.
79. *Krasheninnikov, M. V.* Radiative decay of two-dimensional plasmons / M. V. Krasheninnikov, A. V. Chaplik // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1985. — Т. 88. — С. 129—133.
80. *Matov, O. R.* Electromagnetic emission from two-dimensional plasmons in a semiconductor-dielectric structure with metal grating: Rigorous theory / O. R. Matov, O. V. Polischuk, V. V. Popov // *International journal of infrared and millimeter waves.* — 1993. — Т. 14. — С. 1455—1470. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF02084419>.
81. *Okisu, N.* Far-infrared emission from two-dimensional plasmons in AlGaAs/GaAs heterointerfaces / N. Okisu, Y. Sambe, T. Kobayashi // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Т. 48, № 12. — С. 776—778. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.96718>.
82. Cyclotron and plasmon emission from two-dimensional electrons in GaAs / R. Höpfel, G. Lindemann, E. Gornik [и др.] // *Surface Science.* — 1982. — Т. 113, № 1—3. — С. 118—123. — URL: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(82\)90571-4](https://doi.org/10.1016/0039-6028(82)90571-4).
83. *Ager, C. D.* Periodic grating-gate screening of plasmons in heterojunction structures / C. D. Ager, R. J. Wilkinson, H. P. Hughes // *J. Appl. Phys.* —

1992. — T. 71, № 3. — C. 1322—1326. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.351250>.
84. *Mikhailov, S. A.* Plasma instability and amplification of electromagnetic waves in low-dimensional electron systems / S. A. Mikhailov // Phys. Rev. B. — 1998. — T. 58, № 3. — C. 1517. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.1517>.
85. Plasma and transit-time mechanisms of the terahertz radiation detection in high-electron-mobility transistors / A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, M. S. Shur // Semiconductor science and technology. — 2003. — T. 18, № 6. — C. 460. — URL: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/18/6/312>.
86. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors / W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2004. — T. 84, № 13. — C. 2331—2333. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1689401>.
87. Characteristics of a terahertz photomixer based on a high-electron mobility transistor structure with optical input through the ungated regions / A. Satou, V. Ryzhii, I. Khmyrova [и др.] // J. Appl. Phys. — 2004. — T. 95, № 4. — C. 2084—2089. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1641953>.
88. Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors / E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2005. — T. 87, № 19. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2128057>.
89. *Popov, V. V.* Resonant excitation of plasma oscillations in a partially gated two-dimensional electron layer / V. V. Popov, O. V. Polischuk, M. S. Shur // J. Appl. Phys. — 2005. — T. 98, № 3. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1954890>.
90. Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate / V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, M. S. Shur // J. Appl. Phys. — 2006. — T. 99, № 8. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2191628>.
91. Tuning of ungated plasmons by a gate in the field-effect transistor with two-dimensional electron channel / V. V. Popov, A. N. Koudymov, M. Shur,

- O. V. Polischuk // J. Appl. Phys. — 2008. — T. 104, № 2. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2955731>.
92. *Davoyan, A. R.* Tailoring terahertz near-field enhancement via two-dimensional plasmons / A. R. Davoyan, V. V. Popov, S. A. Nikitov // Phys. Rev. Lett. — 2012. — T. 108, № 12. — C. 127401. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.127401>.
93. Probing the ultimate plasmon confinement limits with a van der Waals heterostructure / D. Alcaraz Iranzo, S. Nanot, E. J. C. Dias [и др.] // Science. — 2018. — T. 360, № 6386. — C. 291–295. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.aar8438>.
94. *Mikhailov, S. A.* Microwave-induced magnetotransport phenomena in two-dimensional electron systems: Importance of electrodynamic effects / S. A. Mikhailov // Phys. Rev. B. — 2004. — T. 70, № 16. — C. 165311. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.165311>.
95. *Mikhailov, S. A.* Microwave response of a two-dimensional electron stripe / S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova // Phys. Rev. B. — 2005. — T. 71, № 3. — C. 035320. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320>.
96. Drastic reduction of plasmon damping in two-dimensional electron disks / P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, A. A. Zagitova, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. Lett. — 2018. — T. 121, № 17. — C. 176804. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.176804>.
97. *D'yakonov, M. I.* Charge relaxation in an anisotropic medium and in low-dimensional media / M. I. D'yakonov, A. S. Furman // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1987. — T. 92, № 3. — C. 1012–1020. — URL: [http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e\\_065\\_03\\_0574.pdf](http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_065_03_0574.pdf).
98. *Govorov, A. O.* Retardation effects in the relaxation of a two-dimensional electron plasma / A. O. Govorov, A. V. Chaplik // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1989. — T. 68, № 6. — C. 1143–1144.
99. *Falko, V. I.* What if a film conductivity exceeds the speed of light / V. I. Falko, D. E. Khmelnitskii // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1989. — T. 95, № 1988. — C. 847–58. — URL: [http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e\\_068\\_06\\_1150.pdf](http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_068_06_1150.pdf).

100. *Volkov, V. A.* Undamped relativistic magnetoplasmons in lossy two-dimensional electron systems / V. A. Volkov, A. A. Zabolotnykh // Phys. Rev. B. — 2016. — Т. 94, № 16. — С. 165408. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.165408>.
101. *Чаплик, А. В.* Эффекты запаздывания в плазменных колебаниях двухслойной структуры / А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ. — 2015. — Т. 101, № 8. — С. 602—605. — URL: [http://jetpletters.ru/ps/2077/article\\_31254.shtml](http://jetpletters.ru/ps/2077/article_31254.shtml).
102. *Oriekhov, D. O.* Plasmon resonances and tachyon ghost modes in highly conducting sheets / D. O. Oriekhov, L. S. Levitov // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 101, № 24. — С. 245136. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.245136>.
103. *Гусихин, П. А.* Обнаружение аномально слабо затухающих плазменных волн в двумерной электронной системе / П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100, № 10. — С. 732—735. — URL: <https://doi.org/10.7868/S0370274X1422010X>.
104. *Gusikhin, P. A.* Dispersion of volume relativistic magnetoplasma excitation in a gated two-dimensional electron system / P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // JETP Letters. — 2015. — Т. 102. — С. 749—753. — URL: <https://doi.org/10.1134/S002136401523006X>.
105. Novel relativistic plasma excitations in a gated two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, I. V. Andreev, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 114, № 10. — С. 106805. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.106805>.
106. Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs / M. Shayegan, E. P. De Poortere, O. Gunawan [и др.] // Phys. Stat. Sol. (b). — 2006. — Т. 243, № 14. — С. 3629—3642. — URL: <https://doi.org/10.1002/pssb.200642212>.
107. Resonant Raman Scattering in GaAs/AlGaAs Quantum Wells Modulated by Microwave Irradiation and by Electron–Hole Photogeneration / B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, A. Ron // Phys. Stat. Sol. (a). — 1997. —

- T. 164, № 1. — С. 231—234. — URL: [https://doi.org/10.1002/1521-396X\(199711\)164:1%3C231::AID-PSSA231%3E3.0.CO;2-G](https://doi.org/10.1002/1521-396X(199711)164:1%3C231::AID-PSSA231%3E3.0.CO;2-G).
108. Cyclotron resonance of composite fermions / I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. Von Klitzing, W. Wegscheider // *Nature*. — 2002. — Т. 415, № 6870. — С. 409—412. — URL: <https://doi.org/10.1038/415409a>.
109. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, I. V. Andreev, S. I. Gubarev [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2016. — Т. 93, № 4. — С. 041110. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.041110>.
110. *Zabolotnykh, A. A.* Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems / A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Т. 99, № 16. — С. 165304. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165304>.
111. Two-dimensional plasmon induced by metal proximity / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Т. 99, № 24. — С. 241406. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.241406>.
112. Измерение спектра двумерных “прокси” плазмонов методом стоячих волн / А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин // *Письма в ЖЭТФ*. — 2020. — Т. 111, № 5. — С. 316—320. — URL: <https://doi.org/10.31857/S0370274X20050082>.
113. Proximity plasma excitations in disk and ring geometries / V. M. Muravev, A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2019. — Т. 100, № 20. — С. 205405. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.205405>.
114. *Sarma, S. D.* Screening and elementary excitations in narrow-channel semiconductor microstructures / S. D. Sarma, W.-y. Lai // *Phys. Rev. B*. — 1985. — Т. 32, № 2. — С. 1401. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.32.1401>.
115. *Mikhailov, S. A.* Influence of contacts on the microwave response of a two-dimensional electron stripe / S. A. Mikhailov, N. A. Savostianova // *Phys.*

- Rev. B. — 2006. — Т. 74, № 4. — С. 045325. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.045325>.
116. High frequency conductivity of the high-mobility two-dimensional electron gas / P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2000. — Т. 76, № 6. — С. 745—747. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.125881>.
117. Azbel'-Kaner-like cyclotron resonance in a two-dimensional electron system / I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96, № 16. — С. 161405. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.161405>.
118. Evidence for non-Markovian electron dynamics in the microwave absorption of a two-dimensional electron system / S. I. Dorozhkin, A. A. Kapustin, I. A. Dmitriev [и др.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96, № 15. — С. 155306. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.155306>.
119. *Zabolotnykh, A. A.* Plasmons in infinite 2D electron system screened by the disk-shaped metallic gate / A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // Semiconductors. — 2019. — Т. 53. — С. 1870—1872. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063782619140276>.
120. Crossover from proximity to ordinary two-dimensional plasma excitation / V. M. Muravev, I. V. Andreev, N. D. Semenov [и др.] // Phys. Rev. B. — 2021. — Т. 103, № 12. — С. 125308. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.125308>.
121. Physical origin of relativistic plasmons in a two-dimensional electron system / V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2020. — Т. 102, № 8. — С. 081301. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.081301>.
122. Anomalous retardation of relativistic plasmons: Microwave response of a gated two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105, № 4. — С. L041403. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.L041403>.

123. A tunable plasmonic resonator using kinetic 2D inductance and patch capacitance / V. M. Muravev, N. D. Semenov, I. V. Andreev [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2020. — Т. 117, № 15. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0026034>.
124. Plasma oscillations in a slot diode structure with a two-dimensional electron channel / V. Ryzhii, A. Satou, I. Khmyrova [и др.] // J. Appl. Phys. — 2004. — Т. 96, № 12. — С. 7625—7628. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1803931>.
125. *Попов, В. В.* Электродинамическая перенормировка плазмонного спектра в латерально экранированной двумерной электронной системе / В. В. Попов, О. В. Полищук, С. А. Никитов // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Т. 95, № 2. — С. 91—97. — URL: [http://jetpleters.ru/ps/0/article\\_29625.shtml](http://jetpleters.ru/ps/0/article_29625.shtml).
126. Plasma waves in a two-dimensional electron system laterally screened by a metallic gate / S. I. Gubarev, A. A. Dremin, V. E. Kozlov [и др.] // JETP Letters. — 2009. — Т. 90. — С. 539—543. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364009190096>.
127. Laterally screened two-dimensional plasma excitations in a disk-shaped two-dimensional electron system / A. M. Zarezin, P. A. Gusikhin, A. A. Zabolotnykh [и др.] // Phys. Rev. B. — 2023. — Т. 108, № 11. — С. 115419. — URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.108.115419>.
128. В каком магнитном поле рождается краевой магнитоплазмон? / В. М. Муравьев, А. М. Зарезин, П. А. Гусихин, И. В. Кукушкин // Письма в ЖЭТФ. — 2023. — Т. 118, № 6. — С. 445—448. — URL: <https://doi.org/10.31857/S123456782318009X>.
129. *Choi, K. K.* Experimental determination of the edge depletion width of the two-dimensional electron gas in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As / K. K. Choi, D. C. Tsui, K. Alavi // Appl. Phys. Lett. — 1987. — Т. 50, № 2. — С. 110—112. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.97869>.
130. Edge magnetoplasmons in single two-dimensional electron disks at microwave frequencies: Determination of the lateral depletion length / C. Dahl, S. Manus,

J. P. Kotthaus [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 1995. — Т. 66, № 17. — С. 2271—2273. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.113189>.